

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Aplicada III



**EL AMPLIFICADOR OPERACIONAL BAJO RADIACIÓN DE
NEUTRONES RÁPIDOS Y CONSECUENCIAS EN OTROS
DISPOSITIVOS**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Francisco Javier Franco Peláez

Bajo la dirección del doctor

Juan Andrés de Agapito Serrano

Madrid, 2006

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA III
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



***EL AMPLIFICADOR OPERACIONAL BAJO RADIACIÓN
DE NEUTRONES RÁPIDOS Y CONSECUENCIAS EN
OTROS DISPOSITIVOS***

Memoria que presenta

Francisco Javier Franco Peláez

para optar al grado de

DOCTOR

Director: D. Juan Andrés de Agapito Serrano

Madrid, 2004

Agradecimientos

Es tradicional que un candidato a doctor realice en las primeras páginas de su memoria un pequeño homenaje a todos aquellos que han contribuido de algún modo a la finalización de esta memoria. Sin embargo, esta tarea es una de las más difíciles de llevar a cabo y es bastante probable que omita el nombre de alguna persona que mereciera ser mencionado en el texto que sigue a continuación.

En primer lugar, deseo agradecer a mi director de tesis, Juan Andrés Agapito Serrano, la enorme ayuda que me ha brindado durante tantos años. Esta memoria ha sido el fruto de las innumerables charlas en las que pusimos en común nuestras ideas y donde decidimos las líneas de investigación que seguir y los experimentos que realizar. Y, ¿por qué no decirlo?... También es el fruto de los miles de kilómetros que realizamos juntos a través de las carreteras españolas y portuguesas.

Tampoco puedo (ni deseo) olvidar el apoyo que me ofrecieron los diversos miembros del grupo de investigación, tanto los que permanecen (Yi y Antonio H. Cachero) como los que marcharon hacia otros centros: Desde Abraham, que me introdujo en este mundo, hasta Jesús, sin cuyo inestimable apoyo, esta tesis no hubiese llegado a buen puerto. Y, por supuesto, deseo resaltar la ayuda prestada por Josepe, maestro de sensores y pucheros, y de Miguel Ángel, cuyos fundamentales consejos me ayudaron en mis primeros años.

Este agradecimiento se hace extensible a todos los miembros del departamento que me brindaron apoyo en algún momento de esta tesis. De entre ellos, deseo destacar a Antonio Paz, tanto por su amistad como por su maestría en el montaje de los experimentos y, sobre todo, en el dominio del uso de las tierras. Asimismo, agradezco a Álvaro sus inteligentes consejos y a Carmen y a Elvira, su ayuda en los momentos de flaqueza y su habilidad para minimizar la relevancia de los problemas cotidianos.

Deseo expresar mi agradecimiento a Miguel Ángel Rodríguez y a Juan Casas, miembros de la división de Tecnología de Aceleradores del Laboratorio Europeo para la Física de Partículas

(CERN) por sus comentarios y discusiones a lo largo de este proyecto. También agradezco al personal del Instituto Tecnológico y Nuclear de Portugal, encabezado por José Marques, por su ayuda durante las estancias en Lisboa, su ayuda en el desarrollo de las pruebas y la determinación de las dosis de radiación recibidas por las muestras.

Asimismo, deseo agradecerle al profesor Jesús Manuel de la Cruz la ayuda prestada durante los estudios de tercer ciclo, en especial la que recibí durante la realización del trabajo de investigación.

Y a mis amigos, totalmente ajenos al mundillo en el que se llevó a cabo la memoria... Muchos no saben exactamene a qué estuve dedicando mi tiempo pero me comprendieron y animaron cuando hizo falta. Por ello, merecen un lugar destacado en este apartado.

Y por supuesto, agradezco a toda mi familia el apoyo que me han ofrecido durante tanto tiempo, sin saber exactamente qué motivaba a Fran, el excéntrico de la familia, a emprender una empresa tan extraña: Mis padres, Paco e Isabel, mis hermanos, Mari, Miguel, Isa, Maipi y Juan, mis cuñados, tíos, primos y sobrinos. A todos vosotros os agradezco todo el apoyo que me habéis dado, incluso cuando no érais conscientes de ello.

Finalmente, agradezco al lector que desee emplear su tiempo en leer las páginas que siguen a este texto. Esta memoria es un libro y todo libro constituye un binomio indisoluble con su lector: Un libro sin lectores está muerto. Quizás los ejemplares de esta memoria reposen durante años en alguna olvidada estantería, o aparezcan dentro de unos decenios en un mercadillo callejero ¡quien sabe !... En cualquier caso, si, a lo largo de los años, al menos una persona disfruta de esta memoria y le extrae la más mínima utilidad, se habrá cumplido el objetivo de todo texto: La transmisión del conocimiento.

En ese caso, la escritura de esta memoria no habrá sido un trabajo en vano.

La investigación que condujo a la realización de esta memoria fue financiada por el acuerdo de colaboración K476/LHC entre la Universidad Complutense de Madrid y el Laboratorio Europeo para la Física de Partículas (CERN), por la Agencia Española de Investigación (CYCIT), a través de los proyectos TIC98-0737 y FPA2002-00912 y por la fundación privada *Miguel Casado San José*.

« Las verdades más simples son aquéllas a las que el hombre más tarde llega »

Ludwig Feuerbach

Filósofo alemán

*A mis pajarillos con el ala rota,
que nunca podrán emprender el vuelo*

y a los miembros de la bandada que los protegen del hambre, del frío y del miedo.

Resumen

Esta memoria afronta el problema de la degradación de los amplificadores operacionales construidos en tecnología bipolar cuando son irradiados con neutrones rápidos. Este tipo de radiación produce daño por desplazamiento en la red cristalina del semiconductor, hecho que conduce a la degradación de los componentes internos. Al estar relacionados con éstos, se prevé una modificación de los parámetros eléctricos externos de los amplificadores operacionales.

Este hecho ha sido comprobado de forma experimental en amplificadores operacionales comerciales en una fuente de neutrones especialmente dedicada. Para ello, se diseñó un sistema automático de caracterización, que fue optimizado para realizar un seguimiento exhaustivo de los parámetros durante el proceso de irradiación.

Asimismo, se decidió extrapolar los resultados obtenidos en los amplificadores operacionales a aquellos dispositivos en los que se hubiese integrado algún amplificador de este tipo. Estos componentes fueron los amplificadores de instrumentación, integrados generalmente por tres amplificadores operacionales; referencias de tensión, en los que el amplificador desempeña un papel importante para mejorar las características de salida; finalmente, se estudiaron los conversores D/A, en los que existe tanto un amplificador operacional encargado de convertir corriente en tensión como una referencia interna de tensión. En general, los resultados teóricos y experimentales concuerdan perfectamente.

Summary

This memory deals with the degradation of operational amplifiers built in bipolar technology when exposed to fast neutrons. This kind of radiation causes displacement damage in the semiconductor lattice and, as a consequence, to the degradation of the internal components. Therefore, a shift of the electrical parameters of the operational amplifiers is foreseen.

This fact was confirmed by experimental data obtained in operational amplifiers under radiation in a special neutron facility. To carry out the tests, an automatic characterisation system was developed in order to monitorise the evolution of the external parameters during the irradiation.

Furthermore, these results were applied on those devices with integrated operational amplifiers. These devices were instrumentation amplifiers, with an integrated network of operational amplifiers; voltage references, where the amplifier plays an important role to improve the output characteristics and, finally, D/A converters were tested since they incorporate an operational amplifier to convert current into voltage and a precision voltage reference as well. In most cases, theoretical and actual data are compatible.

Índice

CAPITULO 1 INTRODUCCIÓN

1.1 Breve descripción del LHC y su entorno	1
1.2 Objetivo de esta memoria	7

CAPITULO 2 ACCIÓN DE LA RADIACIÓN SOBRE LOS MATERIALES UTILIZADOS EN EL DISEÑO ELECTRÓNICO

2.1 Daño producido por medios no ionizantes en semiconductores	11
2.1.1 Eliminación de defectos y acción del daño por desplazamiento en la banda prohibida de un semiconductor	13
2.1.2 Efectos del daño por desplazamiento en las propiedades eléctricas de un semiconductor	15
2.2 Daño producido por medios no ionizantes en metales y aislantes	19
2.3 Daño producido por medios ionizantes en semiconductores y metales	19
2.4 Daño producido por medios ionizantes en dieléctricos	21
2.4.1 Generación y captura de cargas en un aislante	22
2.4.2 Creación de trampas en la interfaz SiO ₂ -Si por radiación ionizante	23
2.5 Daño producido por ionización en materiales por sucesos aislados	25
2.5.1 Errores Leves: Single Event Upset (SEU), Multiple Bit Upset (MBU) y Single Event Functional Interrupt (SEFI)	26
2.5.2. Errores Leves: Single Event Transient (SET)	27
2.5.3. Errores Graves: Single Event Latch-up	27
2.5.4 Errores Graves: Single Event Snapback (SES)	29
2.5.5. Errores Graves: Single Hard Error (SHE)	30

2.5.6. Errores Graves: Single Event Rupture (SER) y Soft Gate Breakdown (SGB) .	30
2.5.7. Errores Graves: Single Event Burn-Out (SEBO)	31
2.6 Influencia de la radiación en materiales de encapsulado	31

CAPITULO 3

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE COMPONENTES ELECTRÓNICOS BÁSICOS

3.1 Efectos de la radiación sobre resistencias	33
3.2 Efectos de la radiación sobre los materiales magnéticos	36
3.3 Efectos de la radiación sobre condensadores	36
3.4 Efectos de la radiación sobre una unión PN	38
3.4.1 Mecanismos de conducción de una unión PN	39
3.4.2 Rupturas por efecto Zener y por avalancha	42
3.4.3 Comportamiento en frecuencia de una unión PN	44
3.4.4 Efectos del daño por desplazamiento en las uniones PN	45
3.4.5 Efectos la radiación ionizante en las uniones PN	47
3.5 Efectos de la radiación en una unión Schottky	48
3.5.1 Características eléctricas de una unión Schottky ideal	49
3.5.2 No idealidades de una unión Schottky	50
3.5.3 Efectos del daño por desplazamiento en uniones Schottky	51
3.5.4 Efectos de la radiación ionizante en uniones Schottky	52
3.6 El transistor bipolar	53
3.6.1 Teoría de funcionamiento de un transistor bipolar ideal	53
3.6.2 No idealidades presentes en un transistor bipolar	55
3.6.3 Efectos del daño por desplazamiento en los transistores bipolares. Disminución de la ganancia en corriente	59
3.6.4 Efectos del la radiación ionizante en los transistores bipolares	62
3.6.5 Daño acrecentado a bajas dosis de radiación ionizante (ELDR)	63
3.7 Los transistores JFET y MESFET	64
3.7.1 Características eléctricas de los transistores de unión de efecto campo	65
3.7.2 Efectos del daño por desplazamiento sobre los transistores JFET y MESFET	69
3.7.3 Efectos de la radiación ionizante sobre los transistores JFET y MESFET	70
3.8 El transistor MOSFET	71
3.8.1 Características DC de un MOSFET. Modelo ideal y no idealidades	72
3.8.2 Efectos del daño por desplazamiento en transistores MOSFET	74
3.8.3 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOSFET. Variación de la tensión umbral	75
3.8.4 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Conducción por debajo	

de la tensión umbral y fugas a través del óxido epitaxial	77
3.8.5 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Modificación de la capacidad de un transistor	78
3.8.6 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Variación de la movilidad superficial y variación de la transconductancia	79
3.9 El ruido en componentes irradiados	79

CAPITULO 4

TOPOLOGÍAS INTERNAS DE UN AMPLIFICADOR OPERACIONAL Y DISPOSITIVOS RELACIONADOS

4.1 Amplificador operacional: Idealidad frente a los modelos reales	82
4.2 Bloques internos de un amplificador operacional	85
4.2.1 Fuentes de corriente en amplificadores operacionales	86
4.2.1.1 Fuentes de corriente con referencia en la tensión base-emisor y térmica	86
4.2.1.2 Fuentes de corriente basadas en diodos Zener	88
4.2.1.3 Fuentes de corriente basadas en transistores JFET	88
4.2.2 Espejos de corriente	89
4.2.3 Etapas de entrada de un amplificador operacional	91
4.2.4 Etapa de ganancia de un amplificador operacional	93
4.2.5 Etapa de salida de un amplificador operacional	94
4.3 Origen físico de las no linealidades de un opamp real	98
4.3.1 Tensión de offset de la entrada	98
4.3.2 Razón de Rechazo de las fuentes de alimentación (<i>PSRR</i>)	99
4.3.3 Corrientes de polarización de la entrada	101
4.3.4 Ganancia en lazo abierto de un amplificador operacional	101
4.3.5 Frecuencia de ganancia-unidad. Modelo del polo dominante	102
4.3.6 Presencia de varios polos en amplificadores operacionales	104
4.3.7 Velocidad de respuesta o <i>slew rate</i> de un amplificador operacional	106
4.3.8 Corrientes de cortocircuito de la salida	107
4.3.9 Desplazamiento de las tensiones de saturación	112
4.3.10 Consumo de corriente (<i>Quiescent Current, Q.C.</i>)	112
4.4 Amplificadores de Instrumentación	113
4.4.1 Estructura clásica de un amplificador de instrumentación	114
4.4.1.1 Amplificadores ideales y resistencias con tolerancia distinta de cero	114
4.4.1.2 Influencia de la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales ..	117
4.4.2 No idealidades asociadas a los amplificadores de instrumentación	120
4.4.2.1 Tensión de offset de salida de un amplificador de instrumentación	120
4.4.2.2 Corrientes de polarización de la entrada	122
4.4.2.3 <i>Slew rate</i> y Frecuencia de caída 3dB	123

4.4.2.4 Consumo de corriente, corriente de cortocircuito y desplazamiento de las tensiones de saturación	124
4.5 Referencias de tensión	124
4.5.1 Parámetros característicos de una referencia de tensión	125
4.5.2 El diodo Zener como referencia de tensión	126
4.5.3 Referencias de tipo Zener enterrado	127
4.5.4 Referencias de tipo <i>band-gap</i>	130
4.5.4.1 Amplificador operacional ideal y transistores no ideales	132
4.5.4.2 Referencia de separación de banda ideal	133
4.5.4.3 Influencia de las no idealidades del amplificador operacional	134
4.5.4.4 Otros parámetros de las referencias de band-gap	134
4.5.5 Referencias de tensión XFET	136
4.5.5.1 Fundamento teórico de una referencia XFET	136
4.5.5.2 Influencia de las no idealidades en la salida de una referencia XFET	138
4.5.5.3 Parámetros característicos de una referencia XFET	139
4.6 Conversores Digitales-Analógicos	140
4.6.1 Redes divisoras de corriente	141
4.6.2 Diseño de la etapa lógica de un conversor D/A	144
4.6.3 Parámetros físicos de un conversor digital-analógico real	145

CAPITULO 5

DESCRIPCIÓN DEL MONTAJE EXPERIMENTAL: FUENTE DE NEUTRONES Y SISTEMA DE MEDIDA

5.1 Descripción de la fuente de neutrones	150
5.1.1 Arquitectura del reactor y del haz de neutrones rápidos	150
5.1.2 Medida de parámetros físicos durante la irradiación	151
5.1.3 Otras fuentes utilizadas en el experimento	153
5.2 Estructura del sistema de toma de datos	153
5.2.1 Placas de prueba	154
5.2.2 Mangueras de cable	156
5.2.3 Sistema de medida y almacenamiento de datos	158
5.2.4 Parámetros medidos en línea y fuera del reactor	163

CAPITULO 6

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE AMPLIFICADORES OPERACIONALES DE PEQUEÑA SEÑAL Y POTENCIA

6.1 Tipos de amplificadores operacionales examinados	165
------------------------------------------------------------	-----

6.2	Parámetros DC relacionados con la etapa de entrada	167
6.2.1	Tensión de offset de la entrada	167
6.2.2	Mecanismos de modificación de la tensión de <i>offset</i> de la entrada	169
6.2.3	Rechazo de las alimentaciones (<i>PSRR+</i> , <i>PSRR-</i>)	171
6.2.4	Mecanismos de modificación de <i>PSRR+</i> y <i>PSRR-</i>	173
6.2.5	Corrientes de polarización de las entradas	173
6.2.6	Mecanismos de modificación de las intensidades de polarización	173
6.3	Consumo de corriente de un amplificador operacional	176
6.3.1	Datos experimentales	176
6.3.2	Mecanismos físicos	178
6.4	Ganancias en lazo abierto y cerrado	181
6.4.1	Datos experimentales de las ganancias	182
6.4.2	Justificación teórica del descenso de las ganancias	182
6.5	Comportamiento en frecuencia de un amplificador irradiado	184
6.5.1	Evolución de la frecuencia de ganancia unidad y de <i>slew rate</i>	184
6.5.2	Justificación teórica	187
6.5.3	Aparición de Realimentación positiva en op amps irradiados	189
6.6	Efectos de la radiación en la etapa de salida de un op amp	190
6.6.1	Amplificadores Clase A	193
6.6.2	Amplificadores de Clase C	194
6.6.3	Amplificadores de clase AB	194
6.6.4	Justificación teórica de la reducción de corriente de salida	195
6.6.5	Desplazamiento de la tensión de saturación	199

CAPITULO 7

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE AMPLIFICADORES DE INSTRUMENTACIÓN EN TECNOLOGÍA BIPOLAR

7.1	Modelos irradiados y tolerancia a la radiación	201
7.2	Tensiones de offset y corrientes de polarización de la entrada	203
7.2.1	Tensión de offset. Datos experimentales y justificación teórica	203
7.2.2	Corrientes de polarización de las entradas	205
7.3	Consumo de corriente	205
7.4	Corrientes en cortocircuito de los dispositivos	207
7.5	Comportamiento en frecuencia de los amplificadores de instrumentación	208
7.6	Ganancia y Relación Entrada-Salida	209
7.6.1	Evolución de la ganancia diferencial	209
7.6.2	Relación entrada-salida	211

7.7 Amplificadores de instrumentación con componentes discretos	213
-----------------------------------------------------------------------	-----

CAPITULO 8

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LAS REFERENCIAS

DISCRETAS DE TENSIÓN

8.1 Diodos discretos utilizados como referencias de tensión	217
8.1.1 Diodos Zener y de ruptura por avalancha	218
8.1.2 Diodos de referencia	219
8.2 Referencias de tensión con diodo Zener enterrado	220
8.2.1 Tensión de salida	220
8.2.2 Corriente en cortocircuito	222
8.2.3 Consumo de corriente	223
8.3 Referencias de tensión <i>bandgap</i>	224
8.3.1 Tensión de salida	224
8.3.2 Tensión térmica	226
8.3.3 Corriente en cortocircuito	226
8.3.4 Consumo de corriente	227
8.4 Referencias de tensión XFET	228
8.5 Degradación del amplificador interno en las referencias de tensión	229
8.5.1 Influencia de $+V_{CC}$ en V_{OUT}	229
8.5.2 Descenso de la corriente de cortocircuito de la salida	230
8.5.3 Evolución de V_{OUT} frente a Φ	230
8.5.4 Efectos de la reducción de I_{shCC} en la polarización interna de la referencia	232
8.5.5 Influencia de la radiación en el consumo de corriente	233

CAPITULO 9

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN EN CONVERSORES DIGITAL-ANALÓGICOS

9.1 Descripción de los conversores irradiados	235
9.1.1 Dispositivos irradiados	235
9.1.2 Condiciones del test	237
9.2 Conversores D/A en tecnología bipolar	238
9.2.1 Evolución de las referencias internas	238
9.2.1.1 Evolución de las referencias de tensión durante la irradiación	239
9.2.1.2 Influencia de la tensión de alimentación en las referencias de tensión	239
9.2.1.3 Discusión sobre los resultados experimentales	240
9.2.2 No idealidades de un conversor	241
9.2.2.1 Error de <i>offset</i> y ganancia	241

9.2.2.2 No linealidad de los conversores	243
9.2.2.3 Otros parámetros de los conversores	244
9.2.3 Causas de la degradación de los conversores D/A en tecnología bipolar	246
9.3 Conversores D/A en tecnología CMOS	247
9.3.1 Evolución de errores de offset, de ganancia y número relativo de bits	248
9.3.2 Relación Entrada-Salida	249
9.3.3 Consumo en los conversores D/A en tecnología CMOS	252
<i>Conclusiones</i>	255
<i>Bibliografía</i>	259
<i>Publicaciones relacionadas</i>	269

CAPITULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Breve descripción del LHC y su entorno

En diciembre de 1994, la comisión directora del Consejo Europeo para la Investigación Nuclear (*Conseil Européen pour la Recherche Nuclaire, CERN*) aprobó la construcción del gran colisionador de hadrones *LHC (Large Hadron Collider)*, con el objetivo de sustituir en un futuro próximo al antiguo colisionador *LEP (Large Electron-Positron collider)* [Lhc95].

Para su construcción, se ha utilizado el mismo túnel en el que se encontraba el antiguo acelerador. El anillo, de 27 km de diámetro, discurre por el subsuelo de la frontera franco-suiza alrededor de la ciudad de Ginebra (Fig. 1.1). A diferencia del anterior colisionador, en el que se producían choques entre electrones y positrones, en el túnel del LHC se llevarán a cabo choques entre protones con una energía de centro de masas de 14 TeV y una luminosidad de 10^{34} cm⁻²/s. Otra opción posible es el uso de núcleos de plomo con lo que la energía del centro de masas será 1000 TeV aunque la luminosidad se reduce a 10^{27} cm⁻²/s. Asimismo, existe la posibilidad de utilizar otros núcleos pesados aunque los principales objetivos son los dos mostrados anteriormente.

Las colisiones se realizarán en diferentes puntos clave, que han sido bautizados de acuerdo con los distintos experimentos que se realizarán en ellos: *CMS (Compact Muon Solenoid)*, *ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)*, *LHCb (LHC for quark beauty)*, dedicados a la colisión de protones, y el experimento *ALICE (A Large Ion Collider Experiment)*, diseñado para examinar las colisiones de iones pesados. Su posición relativa se muestra en fig. 1.2.

Sea cual sea el haz de partículas, éstas volarán a una velocidad próxima a la de la luz y será necesario utilizar potentes electroimanes para acelerarlas y mantenerlas confinadas dentro del túnel. Los cálculos teóricos previos indican que el campo magnético debe ser de 8.40 T por lo que la corriente que circula a través de los electroimanes debe ser muy alta. La estructura de los electroimanes es compleja pero se sabe que la corriente mínima de trabajo será de 11500 A y, en algunas secciones del electroimán, puede ser superior a 13750 A.



Fig. 1.1: Vista aérea del túnel en el que se halla el futuro acelerador de partículas. Puede observarse un anillo exterior, donde se producirán las colisiones, y un anillo menor que el que se aceleran las partículas antes de la colisión final. Entre el paisaje, se observa el lago Lemans, la ciudad de Ginebra, el aeropuerto, etc (<http://www.cern.ch>).

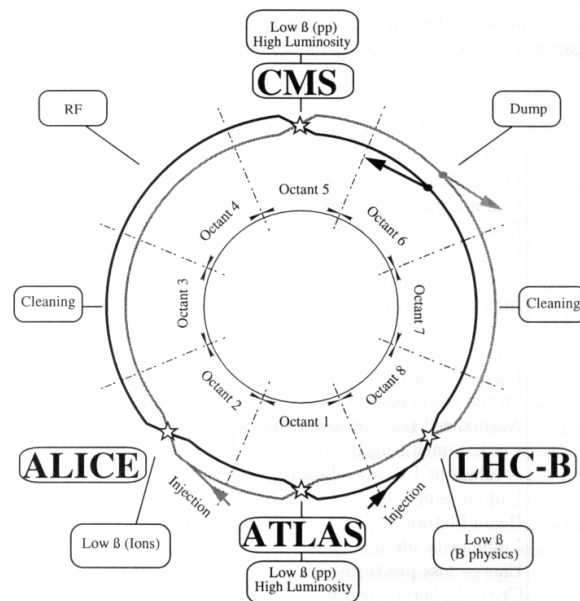
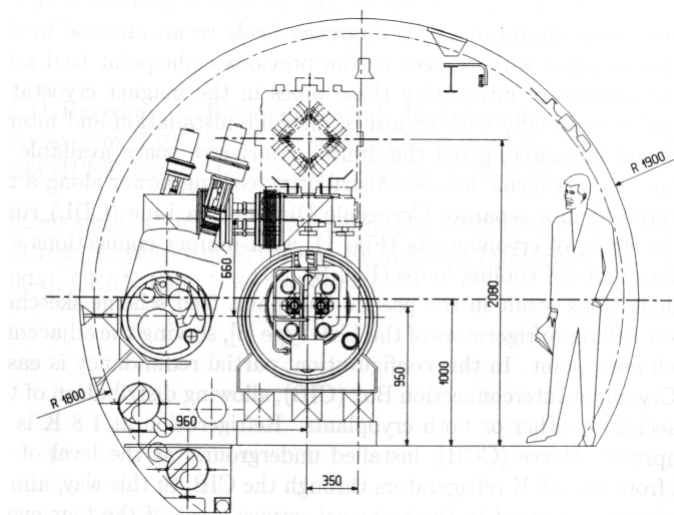


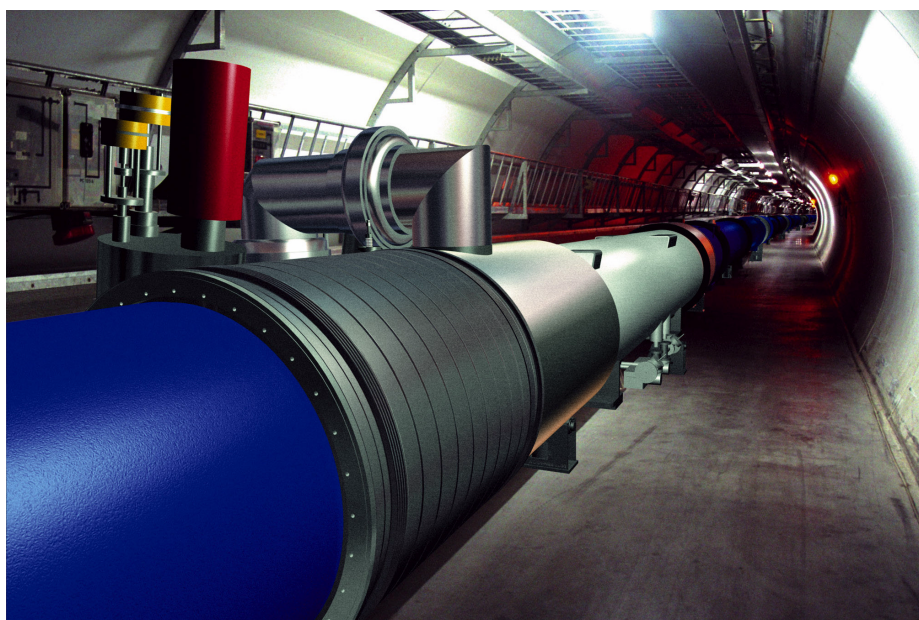
Fig. 1.2: Posición de los distintos experimentos en el anillo mayor del LHC [Lhc95].

La magnitud de estas corrientes es tan elevada que es imposible utilizar un metal convencional para hacer el bobinado de los electroimanes. Por este motivo, se decidió utilizar una aleación de NbTi en estado superconductor para construirlo. Este material fue elegido por que es suficientemente dúctil para permitir la fabricación de cables de 5-6 micrómetros de diámetro, hecho que descartaba el uso de otros materiales superconductores de tipo cerámico.

Sin embargo, un inconveniente del NbTi es que entra en estado superconductor a temperaturas muy bajas (< 17.9 K). Este hecho se agrava porque la temperatura de superconducción depende del campo magnético en el que se encuentra el material



(a)



(b)

Fig. 1.3: Corte transversal del túnel del acelerador (a) y reconstrucción por ordenador (b) [Lhc95].

superconductor. Por ejemplo, en otros aceleradores que utilizan NbTi, como el Tevatron de Fermilab, este material debe sumergirse en He líquido a 4.2 K para obtener un campo magnético de 4 T. Comparando cifras, se observa el campo necesario en el LHC es más intenso por lo que la temperatura debería ser bastante menor (≈ 2 K). Asimismo, un hecho interesante es que el helio líquido entra en estado superfluido por debajo de 2.17 K, de tal manera que su viscosidad y conductividad térmica aumenta considerablemente respecto a la del helio normal. De esta forma, es posible hacer circular el helio líquido con eficiencia sin que se produzcan pérdidas por efecto de la viscosidad.

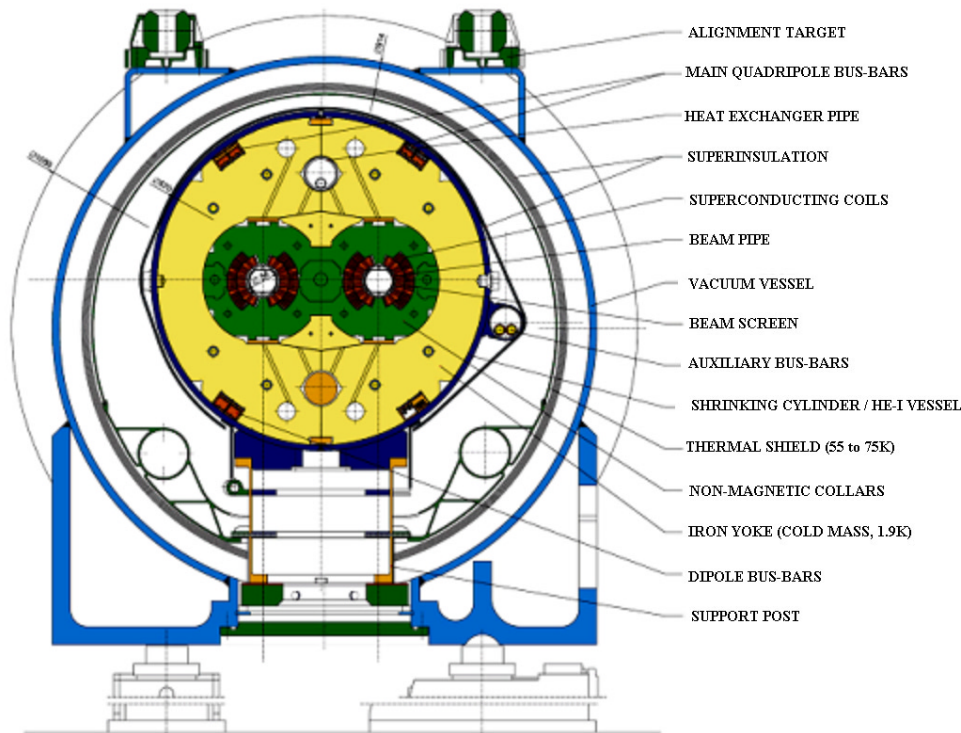


Fig. 1.4: Corte transversal del acelerador del LHC. En él, pueden apreciarse las diferentes partes que lo componen. El helio líquido está situado en la zona pintada en color añil. La distancia entre los dos haces es de 19.4 cm. [Lhc95].

Por todas estas causas, se decidió que la temperatura del helio líquido estuviera situada entre 1.8 y 1.9 K, debiendo ser conocida con una precisión del 0.25%, o lo que es equivalente, 4.5 mK. Asimismo, la presión del helio también debía conocerse aunque, en este caso, el margen de error aceptado es del 1 %.

A causa de las colisiones que se producen en el interior del acelerador, una gran cantidad de partículas serán despedidas hacia el exterior. Estas partículas, entre las que se hallan neutrones, protones, piones, fotones gamma, etc, constituyen un tipo especial de radiación que afectará a todo lo que se encuentre a su alrededor. En particular, la instrumentación del sistema de criogenia será afectada por ella.

Fig. 1.3 muestra la sección transversal del LHC, cuyas partes son descritas con más detalle en fig. 1.4. En fig 1.5 se muestra la dosis de radiación prevista tras un año de actividad. Es necesario indicar que la radiación puede provocar daño por mecanismos ionizantes y no ionizantes. El daño producido por radiación ionizante se mide en grays (Gy) y el originado por mecanismos no ionizantes en neutrones de 1 MeV por unidad de superficie ($\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}$). Esto se realiza así porque la radiación gamma apenas produce daño no ionizantes, al contrario que los neutrones rápidos. De esta forma, sea cual sea la radiación, el daño producido por ella puede expresarse como la suma de ambas cantidades. Esta idea es estudiada con mucho mayor detalle en el capítulo 2.

Se ha previsto que la instrumentación electrónica del LHC funcione sin deterioro al menos durante 10 años. Por tanto, es necesario multiplicar las cantidades mostradas en el dibujo por 10.

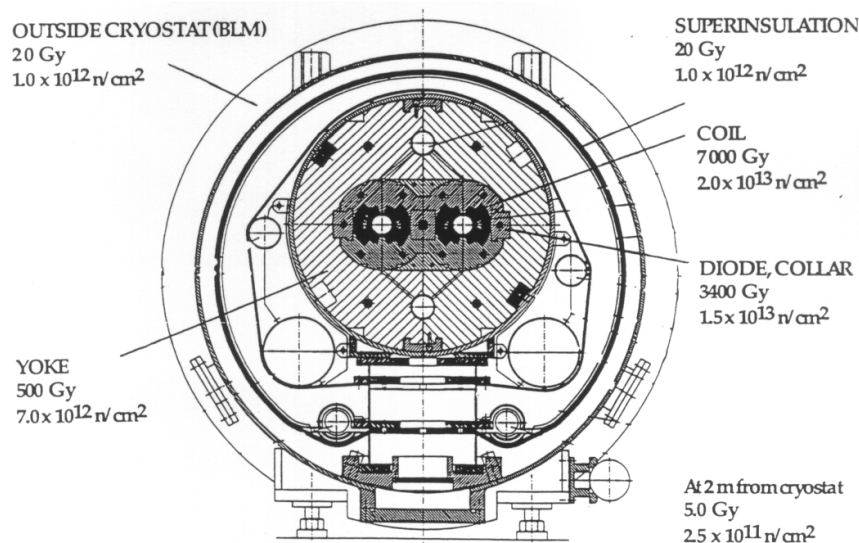


Fig. 1.5: Dosis de radiación previstas en el acelerador de partículas durante un año. Hay que multiplicar por 10 para averiguar la dosis total de radiación que se espera en cada punto durante la duración prevista del LHC[Lhc95].

Sin embargo, los valores pueden variar apreciablemente dependiendo del lugar exacto. Así, por ejemplo, en los espacios entre los imanes el campo magnético es menos intenso y puede escapar a través de él un mayor número de partículas por lo que la radiación en este punto será mayor.

El sistema de medida de los parámetros del helio debe estar colocado cerca de los sensores de temperatura, presión, nivel, etc. para garantizar la precisión requerida. Evidentemente, esto significa que la electrónica del sistema va a recibir una cantidad de radiación bastante importante y que afectará a su funcionamiento. El problema de los efectos de la radiación sobre los componentes electrónicos no es un asunto nuevo. Ya desde hace tiempo, los diseñadores de sistemas electrónicos destinados a plantas nucleares o a vehículos espaciales tuvieron que enfrentarse a este espinoso asunto. Sin embargo, existen diferencias entre ambos ambientes y, por supuesto, entre cualquiera de ellos y el ambiente esperado en el acelerador de partículas. En las plantas nucleares, los diseñadores se enfrentan al problema de un accidente repentino que produjera una fuerte pero rápida emisión de radiación gamma. Por esta causa, se prueban componentes hasta más allá de 10^6 Gy de rayos gamma y no se tiene en cuenta ningún otro tipo de radiación. En el caso de los componentes electrónicos lanzados al espacio (e incluso en aviones volando a gran altura), se espera que puedan sufrir los efectos de los rayos X procedentes del sol y la acción de partículas cargadas que porta el viento solar y los rayos cósmicos.

En definitiva, en las plantas nucleares se espera una elevadísima dosis de fotones de alta energía durante un breve intervalo de tiempo. En cambio, en el espacio exterior se espera una dosis de radiación ionizante menor aunque con una velocidad de irradiación *mucho menor*. Como veremos, la mayor o menor velocidad de irradiación determina la respuesta del

componente. Además, las partículas cargadas provocarán un leve daño por desplazamiento en el material y posibilitan la aparición de sucesos aislados.

En cambio, en el LHC, el principal daño producido por radiación será el daño por desplazamiento debido al impacto de partículas despedidas desde el haz. Esta es una de las principales diferencias con los componentes enviados al espacio, en los que el mayor daño será producido por mecanismos ionizantes sobre los no ionizantes, a pesar de que ambos están presentes.

En general, los dispositivos bipolares son mucho más sensibles al daño por desplazamiento siendo mucho menor el daño por ionización. En los dispositivos CMOS, la relación se invierte. A pesar de que el daño producido por la radiación esperada en el LHC es mayor que la que se prevé en otros ambientes, existe una importante ventaja: En cualquier momento, se pueden reemplazar los circuitos electrónicos. En cambio, una vez lanzado un satélite, no se puede hacer nada si la circuitería se daña severamente.

Para solucionar el problema de la radiación, existen dos líneas de trabajo: RADHARD y COTS. La primera opción es un acrónimo de *RADIation HARDened* (Resistente a radiación) y se fundamenta en el hecho de que, puesto que se conocen los efectos de la radiación sobre los materiales, es posible construir un circuito integrado que sea insensible a ellos. Por ejemplo, se sabe que, cuanto mayor sea la respuesta en frecuencia de un transistor bipolar, mayor es su tolerancia al daño por desplazamiento. Por tanto, un circuito integrado RADHARD utilizará transistores que trabajan a frecuencias muy superiores a las de los dispositivos comerciales, *incluso si el circuito integrado final va a trabajar como máximo a unos centenares de hertz*. Otras opciones serían el uso de tecnologías SOI para evitar algunos sucesos aislados, crecimiento de óxidos epitaxiales de muy alta calidad, etc.

El problema de las tecnologías RADHARD es el gran coste que conllevan. En general, los componentes de este tipo requieren de un mayor número de pasos de fabricación y el número de posibles compradores es muy restringido. Por esta causa, las compañías que fabrican estos componentes piden un precio muy alto por las muestras vendidas. Por ejemplo, el precio de un dispositivo RADHARD puede centuplicar el valor del dispositivo equivalente comercial.

La política COTS soluciona parcialmente este problema. COTS significa *Commercial Off The Shelf* (Comercial de la Estantería). Fue propuesta en 1994 por W. Perry, Secretario de Defensa de los Estados Unidos de América, con el objeto de aliviar los presupuestos de las diversas agencias militares norteamericanas [Win99]. Esta política encontró gran aceptación en Europa por razones de tipo político. El gobierno de E.E.U.U. considera tecnología militar a los componentes RADHARD por lo que pone trabas a la exportación de estos componentes. El uso creciente de componentes comerciales reduciría en un futuro la dependencia de la industria europea frente a la política estadounidense.

La principal idea de esta línea de trabajo es utilizar componentes comerciales que han sido probados anteriormente en un ambiente de radiación parecido a aquel en que se va a emplear el componente. Si se ha comprobado que el componente tolera la radiación, puede proponerse su

uso en el sistema final. Sin embargo, esta política presenta unos riesgos muy importantes: En primer lugar, la compañía propietaria del dispositivo puede cesar la producción del componente sin previo aviso o, lo que es peor, cambiar el proceso de fabricación. En este último caso, el trabajo realizado no sólo sería inútil sino peligroso pues el diseñador utiliza un componente totalmente convencido de su tolerancia a pesar de que podría no serlo ya. Para evitar este problema, varios organismos como la Agencia de Defensa de E.E.U.U., la Agencia Espacial Europea o el propio CERN han propuesto diversos protocolos de test para garantizar la tolerancia a la radiación de un componente. Desgraciadamente, es totalmente descabellado garantizar la tolerancia de un componente con una seguridad absoluta.

Hay que reseñar que ambas políticas no se oponen entre sí sino que se complementan. En un mismo sistema pueden encontrarse componentes COTS y RADHARD. En otros casos, se pueden explotar simultáneamente ambas tendencias para desarrollar sistemas que realicen la misma función y utilizar en lugares diferentes según las dosis de radiación que vayan a recibir.

Ya se ha comentado que la política COTS sugiere probar un componente y proponer su posterior uso. Desgraciadamente, la relación es equivalente a: *Antes de proponer su uso, hay que probar un componente*. Es decir, hay que realizar pruebas sobre todos los componentes que se prevea utilizar. Las pruebas en algunos componentes pueden ser obviadas, como aquellas que realizar sobre resistencias discretas o materiales magnéticos, pero, en general, cualquier componente que contenga un semiconductor debe ser examinado previamente. Este hecho supone una tarea abrumadora: Hay que examinar componentes discretos (diodos, transistores), amplificadores integrados de todo tipo, reguladores, convertidores, comparadores, circuitos digitales, memorias, etc.

Por tanto, los dispositivos electrónicos utilizados en el sistema de criogenia del LHC deben ser examinados previamente en un ambiente de radiación parecido al que se esperaba encontrar en las zonas de interés del LHC. Para llevar a cabo tal trabajo, se firmó en 1997 un acuerdo de colaboración (K476/LHC) entre el CERN y la Universidad Complutense de Madrid UCM, que se materializaron en los proyectos, patrocinados por la agencia CICYT, TIC98-0737, de 1998 hasta 2001, y continuado en 2002 por el proyecto FPA2002-00912.

Estos proyectos tenían como objeto caracterizar los dispositivos electrónicos tanto en el laboratorio como en el momento en que los componentes eran sometidos a radiación. En este sentido, se construyó en el Instituto Tecnológico e Nuclear de Portugal una fuente de neutrones tal que, al cabo de una semana de pruebas, se alcanzaba, por término medio, el flujo de neutrones esperado siendo la dosis de radiación gamma ionizante parecida a la calculada en el LHC. Las pruebas serían preparadas por el grupo de Instrumentación y Sensores de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid y toda la información sería transmitida al Grupo de Criogenia del LHC.

1.2 Objetivo de esta memoria

En esta memoria, se pretende comprender la manera en que se van a degradar los amplificadores operacionales construidos en tecnología bipolar cuando se encuentren en el ambiente de radiación del sistema de criogenia del LHC del CERN, así como las causas de su degradación. Asimismo, se extrapolarán los resultados obtenidos a circuitos complejos en los que existan amplificadores operacionales integrados.

Para ello, se realizará en primer lugar un estudio teórico de las topologías más populares de los amplificadores operacionales y se relacionará su estructura interna con las no idealidades presentes en los amplificadores operacionales reales. Los resultados obtenidos en este apartado serán relacionados con la degradación de los componentes internos elementales, bastante desarrollada, y se contrastarán los resultados teóricos con los hechos experimentales.

Finalmente, se estudiarán componentes más complejos basados en el amplificador operacional bipolar y se intentará relacionar los cambios observados tras someterlos a radiación con la degradación de los amplificadores internos. Los tipos de elementos elegidos son los amplificadores de instrumentación, las referencias de tensión y los conversores digital-analógicos.

Los capítulos de esta memoria se describen a continuación:

Capítulo 1: Se describe el entorno de radiación del sistema de criogenia del LHC del CERN y se explica la estructura de la memoria.

Capítulo 2: Se explicará cómo afecta la radiación a la materia. Para ello, se clasifican las radiaciones según los mecanismos de interacción con el material (ionizante y no ionizante) así como según el modo de acción (Global o local). Asimismo, los materiales se clasificarán según su carácter (semiconductor, aislante o metal).

Capítulo 3: Una vez que se ha descrito el efecto de la radiación sobre los materiales, se estudiará el modo en que la degradación de aquellos afecta a estructuras electrónicas sencillas como resistencias, condensadores, uniones PN y Schottky, transistores, etc.

Capítulo 4: El propósito de este capítulo es describir el amplificador operacional bipolar. Se describirán las no idealidades de este dispositivo, se estudiarán las topologías internas más populares de las diversas etapas y, finalmente, se relacionarán las no idealidades con los parámetros de los componentes internos. Una vez llevada a cabo esta tarea, se procederá a estudiar teóricamente componentes más complejos como los amplificadores de instrumentación (que constan de tres amplificadores y una red de resistencias), referencias discretas de tensión (*Band gap*, Zener enterrado y XFET) y conversores digitales-analógicos, con el objetivo de relacionar sus no idealidades con los parámetros de los amplificadores operacionales internos.

Capítulo 5: Este capítulo está dedicado a describir el método experimental. En primer lugar, se describirá la fuente de neutrones que ha sido preparada en el ITN de Portugal para

simular la radiación residual producida en el LHC. Posteriormente, se describirá el sistema de medida que permitió caracterizar *on-line* todos los dispositivos.

Capítulo 6: Se muestran los resultados experimentales obtenidos al irradiar diversos tipos de amplificadores operacionales comerciales y se justificará la evolución de éstos con los resultados obtenidos en el cuarto capítulo. Asimismo, se realiza una comparación con los datos presentes en la literatura relacionada.

Capítulo 7: Los resultados obtenidos al examinar amplificadores operacionales se extrapolan a amplificadores de instrumentación con el objetivo de justificar la degradación observada en éstos cuando fueron irradiados en el ITN.

Capítulo 8: Se muestran los resultados experimentales obtenidos al irradiar muestras de las tres familias de referencias de tensión discretas presentes en el mercado (*Band gap*, Zener enterrado y XFET). A semejanza del capítulo anterior, se procederá a explicar la degradación observada con la destrucción del amplificador operacional interno.

Capítulo 9: La última familia de dispositivos examinada son los conversores digitales-analógicos. En este caso, no sólo se estudiaron muestras construidas en tecnología bipolar sino que también se muestran los resultados obtenidos en dispositivos CMOS.

Las últimas páginas de esta memoria se dedicarán a las conclusiones y a citar todas las referencias utilizadas en esta memoria.

CAPITULO 2

ACCIÓN DE LA RADIACIÓN SOBRE LOS MATERIALES UTILIZADOS EN EL DISEÑO ELECTRÓNICO

Antes de llevar a cabo la descripción del modo en que afecta la radiación a los componentes electrónicos complejos, es necesario realizar una breve descripción del modo en que ésta afecta a los materiales que los forman. Estos se clasifican en semiconductores, metales, dieléctricos y materiales de encapsulado. Los tres primeros constituyen el corazón del componente y sus propiedades físicas determinan las características eléctricas y su comportamiento en los dispositivos electrónicos. Los materiales de encapsulado son de origen orgánico (plásticos) o mineral (cerámicos).

Asimismo, es necesario hacer una división entre los mecanismos físicos que afectan a los materiales: *No ionizantes* o *por desplazamiento*, en los que el daño se produce al ser arrancados átomos de la red cristalina, e *ionizantes*, en los que el daño se debe principalmente a la liberación de cargas. Ambos mecanismos no son excluyentes y pueden acontecer de forma simultánea. P. e., un protón puede chocar contra los átomos de un material creando defectos cristalinos y, al mismo tiempo, crear un exceso de carga libre al arrancar electrones a lo largo de su trayectoria. Un caso totalmente distinto es el de un neutrón de baja energía, que apenas produce ionización siendo muy importante el daño por desplazamiento. En el otro extremo de comportamiento, la radiación gamma produce daño principalmente por mecanismos de ionización.

Finalmente, hay que reseñar que el daño puede producirse de forma homogénea en todo el material (rayos gamma) o bien en zonas muy localizadas de éste (iones pesados, rayos cósmicos). En este último caso, pueden aparecer los llamados “*sucesos aislados*” ó “*single events*”.

2.1 Daño producido por medios no ionizantes en semiconductores

La llegada de una partícula pesada al interior de un semiconductor tiene como consecuencia inmediata que algunos átomos sean arrojados fuera de su posición de equilibrio. De este modo, se generan defectos tipo *Frenkel*, que consisten en un par formado por una

vacante y un átomo intersticial. Los enlaces cristalinos rotos son químicamente activos y atrapan portadores. En general, la longitud media de penetración de una partícula es mucho mayor que el tamaño medio de los componentes electrónicos (P. e. neutrones ~ 7 cm) y las partículas atraviesan el material sin sufrir apenas pérdida de energía.

La energía necesaria para extraer un átomo de la red cristalina de un semiconductor es del orden de 10 eV (21 eV en Si, 10 eV en Ga y As, 6.7 eV para In y 8.7 eV en P para InP) mientras que la energía de las partículas incidentes es del orden de 1 MeV o superior. Tal diferencia en el rango de valores hace que todo átomo arrancado del material se mueva a través de éste chocando con otros átomos y transfiriéndoles energía (Fig. 2.1). Cuando pierda ésta completamente, se alojará en un intersticio de la red del semiconductor [Mes92]. Durante un tiempo, se creyó que el átomo creaba defectos muy cercanos entre sí cuando estaba a punto de pararse. Esta acumulación de defectos, conocida como “*cluster*”, constituiría un gran defecto cristalino tridimensional que alteraría significativamente las propiedades del semiconductor. Estudios recientes han demostrado que, aunque estos defectos se produzcan, su importancia es mínima puesto que el primer electrón atrapado por el *cluster* ejerce repulsión coulombiana sobre los demás impidiendo que sean atrapados por lo que, en la práctica, el *cluster* se comporta como un defecto puntual.

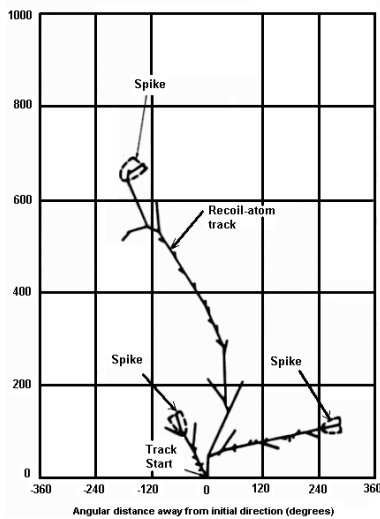


Fig. 2.1: Simulación del movimiento de un neutrón y de los átomos arrancados en un semiconductor. [MA92, p. 204]

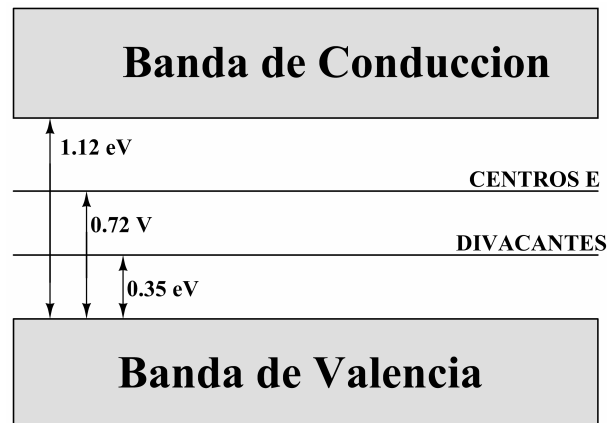


Fig. 2.2: Bandas de energía en silicio irradiado

Dado que los defectos son puntuales, se infiere que su número es proporcional al flujo total de partículas. Esto se ha verificado experimentalmente en el silicio hasta $2 \cdot 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Por otro lado, el hecho de que exista una relación lineal, independiente del tipo de partícula o de su energía, entre el daño en el semiconductor y el flujo de partículas permite establecer relaciones de equivalencia entre el daño sufrido por el semiconductor y el flujo y la energía de las partículas. Sea cual sea el tipo de irradiación, se puede determinar el flujo equivalente de neutrones con energía de 1 MeV que ocasionaría el mismo daño y viceversa. El daño por desplazamiento se mide en “*Radiation Damage Unit (RDU)*”, que se define como la cantidad de energía media que cede un neutrón de 1 MeV al chocar con un átomo de un determinado

material. Otra unidad ampliamente utilizada es el $\text{eV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$, que es la energía que cedería un flujo de 1 partícula/ cm^2 a un gramo de material.

Se han realizado simulaciones teóricas que permiten determinar el valor de la energía depositada por protones, neutrones, electrones, etc. en función de su energía. Para ello, se estudió la probabilidad de los diferentes choques en función de la sección eficaz del núcleo, del tipo de interacción, de las resonancias nucleares y de la red, etc. Se demostró que la idea del daño por desplazamiento era cierta en el silicio [Sum87], el germanio [Mar89], el arseniuro de galio [Sum88] y el fosfuro de indio [Sum93]. A partir de estos cálculos, se han podido relacionar entre sí constantes de daño de cualquier tipo de irradiación. Tradicionalmente, los tests se llevaban a cabo con neutrones rápidos y se dispone de gran cantidad de datos sobre ellos por lo que, a partir de éstos y conociendo la relación entre los diversos tipos de radiación, se puede determinar el efecto que otra energía o tipo de irradiación produciría sobre el material. Finalmente, se puede conocer el daño que produciría una radiación con espectro de energía continuo por medio de una sencilla integral definida. Un ejemplo de espectros continuos es el que se muestra en ap. 5.1, correspondiente a la fuente de neutrones del Instituto Tecnológico y Nuclear de Portugal.

2.1.1 Eliminación de defectos y acción del daño por desplazamiento en la banda prohibida de un semiconductor

La concentración de defectos *Frenkel* en un cristal cualquiera es función de la temperatura. Por tanto, un semiconductor irradiado tiene un exceso de defectos en su interior. Estos defectos tenderán a recombinarse entre sí permitiendo que la red cristalina recupere su forma original. Sin embargo, estos defectos pueden ser estables desde el punto de vista termodinámico si se combinan con otros defectos puntuales, creando los siguientes defectos complejos:

- A) Vacante e impureza donadora (Centro E)
- B) Vacante y vacante (Divacante)
- C) Vacante y átomos de oxígeno (Centro A)

En consecuencia, los átomos intersticiales asociados a las vacantes ligadas a otros defectos permanecerán en la red. Se estima que sólo un 5% de los defectos *Frenkel* originales no se recombinan entre sí aunque este número es suficiente para alterar el semiconductor. La mayor parte de los defectos estables son centros E que introducen niveles en la banda prohibida del semiconductor (Fig. 2.2). En el caso del silicio, cuya banda prohibida tiene un ancho de 1.12 eV, los nuevos niveles aparecen 0.40 eV por debajo de la banda de conducción. Estos niveles atrapan electrones de esta banda en los semiconductores tipo *n*. Las divacantes introducen un nivel 0.35 eV por encima de la banda de valencia. Este nivel es anfótero y atrapa tanto electrones como huecos. En cambio, los átomos intersticiales no introducen ningún nivel adicional en la banda prohibida. En general, los semiconductores tienden hacia el estado intrínseco a medida que son irradiados [Mes92].

Un mecanismo adicional que modifica las propiedades de los semiconductores son las reacciones nucleares aunque éstas sólo aparecen cuando la partícula incidente es muy energética. Un átomo de silicio se puede transformar en aluminio o magnesio que funcionan como impurezas aceptoras [MA92, p. 203-206] y se conocen perfectamente las reacciones nucleares que se producen en este material cuando es bombardeado con neutrones así como la energía de activación [Wro00]. Asimismo, es posible también la fisión de impurezas, en especial boro y materiales radiactivos como uranio y torio. El primero se suele introducir como impureza aceptora y se convierte fácilmente en litio. El uranio y el torio son impurezas naturales del silicio debido a que se encuentran asociados, bajo la forma de uraninita o torianita, al mineral de cuarzo del que se extrae el silicio, siendo imposible su eliminación completa. Sin embargo, este tipo de daño es mucho menos importante que el que produce la reacción nuclear a través de mecanismos no ionizantes (Ap. 2.3).

Sería interesante saber como evoluciona el número y el tipo de defectos en un semiconductor irradiado. Sin embargo, no se ha encontrado un modelo que permita determinar el número de defectos en función del tiempo. Es posible que se pueda modelar como una suma de exponenciales decrecientes:

$$N_{DEF}(t) = N_{DEF,\infty} + \sum_i A_i \cdot e^{-t/\tau_i} \quad (2.1)$$

$$\tau_i = \nu_i \cdot e^{-E_i/k \cdot T} \quad (2.2)$$

siendo N_{DEF} el número de defectos, $N_{DEF,\infty}$ el número de defectos finales, A_i y n_i constantes de proporcionalidad, E_i una constante con unidades de energía, k la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. El motivo por el que se propone esta expresión es el siguiente: Los detectores de partículas utilizados en los grandes aceleradores son fotodiodos de silicio polarizados en inversa. Al irradiar estos componentes, aparece una corriente llamada “corriente oscura” cuyo valor es directamente proporcional al flujo de partículas que se ha recibido. Por tanto, el valor de esta corriente es una medida directa del número de defectos presentes en la red. Recientemente [Org99], se comprobó experimentalmente que se ajustaba perfectamente a una función similar a (2.1-2.2). A temperatura ambiente, se midieron valores de τ_i de 1.3, 10.0 y 140 días.

Las expresiones semejantes a (2.2) son ampliamente conocidas en las ciencias experimentales y se las denomina “*de tipo Arrhenius*”. Aparecen cuando se estudia el comportamiento estadístico de partículas clásicas que deben superar una barrera de energía de altura E_i . En el caso de un semiconductor irradiado, las barreras son las que deben superar los átomos intersticiales, las impurezas donantes, etc. para recombinarse con las vacantes de la red.

Esta hipótesis se ve reforzada por el hecho de que se han desarrollado modelos para estudiar el recocido de origen térmico observado en los defectos introducidos por la radiación ionizante y su forma es similar a las expresiones anteriores.

2.1.2 Efectos del daño por desplazamiento en las propiedades eléctricas de un semiconductor.

El daño por desplazamiento cambia apreciablemente las características de los semiconductores. En primer lugar, hay que mencionar la disminución del tiempo de vida media de los portadores minoritarios. Este parámetro es importantísimo en la descripción del funcionamiento de dispositivos como diodos, transistores bipolares, etc., en los que los portadores se mueven mediante difusión. La disminución del valor de este parámetro provoca el aumento de la corriente de fuga en uniones PN inversamente polarizadas y la disminución de la ganancia en corriente de los transistores bipolares. Se verifica la ley de Messenger-Spratt [Mes92, MA92]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\Phi}{K_\tau} \quad (2.3)$$

donde τ es la vida media de los portadores minoritarios, τ_0 el valor inicial, Φ el flujo de neutrones y K_τ una constante propia del material y de las condiciones de éste. El valor de K_τ depende de varios factores [MA92]:

A) Semiconductor: Cada semiconductor tiene un valor distinto de esta constante.

B) Energía y tipo de partícula incidente: Tal y como se explicó anteriormente, el daño en la red depende del tipo de partícula y de su energía. Por tanto, la constante K_τ dependerá de estos parámetros. Sin embargo, puesto que toda radiación tiene su equivalente en neutrones con energía 1 MeV, se puede despreciar la dependencia de K_τ con el tipo de partícula si se realiza previamente el cálculo del flujo equivalente de neutrones de 1 MeV. De ahora en adelante, todas las constantes de daño estarán referidas a este tipo de radiación.

C) Concentración de portadores mayoritarios: La importancia de este parámetro radica en que está directamente relacionado con el dopado del material y, por tanto, con la posición del nivel de Fermi del semiconductor [Sze81, p. 27]. En 1967, se halló que existía una relación experimental en el silicio entre la constante de daño K_τ y la resistividad de un semiconductor dopado con impurezas:

$$K_{\tau,n} = 10^5 \cdot \frac{1.4 + 0.086 \cdot \rho + 0.0012 \cdot \rho^2}{1 + 0.038 \cdot \rho}, \text{ para semiconductores tipo } n \quad (2.4)$$

$$K_{\tau,p} = 10^5 \cdot \frac{2.1 + 0.18 \cdot \rho + 0.00009 \cdot \rho^2}{1 + 0.014 \cdot \rho}, \text{ para semiconductores tipo } p \quad (2.5)$$

Estas expresiones son únicamente válidas en el caso de que el semiconductor se encuentre fuertemente dopado. En el caso de que el silicio sea intrínseco, el valor de la constante es, aproximadamente, $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$.

D) Nivel de inyección de portadores: El nivel de Fermi del semiconductor también puede verse afectado por la presencia de un exceso de portadores en el semiconductor. Se conoce una relación experimental entre el valor de la constante de daño en un semiconductor tipo n y la densidad de corriente que lo atraviesa:

$$K_{\tau,n} = 1.23 \cdot 10^6 \cdot \left[1.68 - \frac{1.94 \cdot J^2 + 7700 \cdot J \cdot 5309}{J^3 + 3.13 \cdot J^2 + 6280 \cdot J + 3410} \right] \quad (2.6)$$

mediéndose J en A/cm^2 . Fig. 1.3 muestra el valor de esta función en función de la corriente que atraviesa el material. Esta ecuación podría normalizarse de tal forma que valiese 1 cuando $J = 0$ y se podría combinar con (2.4) para saber el valor de $K_{\tau,n}$ en función del dopado y de la corriente que lo atraviesa. Fig. 1.3a y 1.3b, tomadas del [MA92], muestra el valor de $K_{\tau,x}$ en función de su dopado, resistividad y nivel de inyección de portadores.

E) Temperatura: Las expresiones anteriores no son válidas si las impurezas no están completamente ionizadas (bajas temperaturas) ni cuando un semiconductor dopado se comporta de forma intrínseca (altas temperaturas). Se han hallado relaciones entre K_i y la temperatura pero son tan farragosas que no son muy utilizadas.

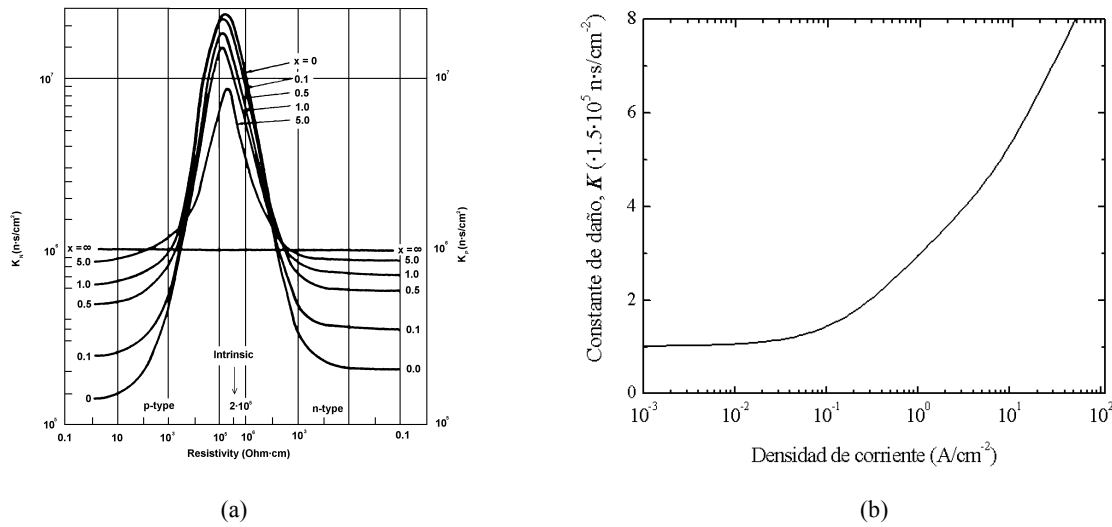


Fig. 2.3: (a) Valores experimentales de K_{τ} en función del tipo de semiconductor, de su resistividad y del nivel de inyección [MA92, p. 218]. (b) Constante de daño en función del valor de la densidad de corriente del semiconductor.

Otro efecto provocado por el daño por desplazamiento es la reducción de la concentración de portadores mayoritarios [Mes92]. En los semiconductores tipo n , los portadores mayoritarios son los electrones y éstos pueden ser capturados por los centros A y E (divacantes, centros vacante-donante). En los semiconductores tipo p , sólo los centros A pueden eliminar portadores. Por esta causa, la desaparición de portadores es más rápida en los semiconductores tipo n que en los tipo p . Se ha comprobado experimentalmente la eliminación de portadores en Si, AsGa [MA92], Ge [Cha73] y en InP [Mes98]. El valor de la concentración de portadores en un semiconductor tipo n es:

$$n = n_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{K_A}{N_D} + \frac{2 \cdot K_E}{1 + K_E \cdot \Phi} \right) \cdot \Phi \right] \quad (2.7)$$

Y para un semiconductor tipo p :

$$p = p_0 \cdot \left[1 - \frac{K_A}{N_A} \cdot \Phi \right] \quad (2.8)$$

siendo K_A y K_E constantes relacionadas con los centros A y E y N_A , N_D la concentración de impurezas. En el caso del Si, $K_A = 0.3-0.7 \text{ cm}^{-1}$, $K_E = 1.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-1}$. Un efecto curioso es la “inversión $n \Rightarrow p$ ”, observada en semiconductores n muy poco dopados [RD483]. A causa de la eliminación de electrones en el semiconductor, la concentración de huecos puede superar a la de aquellos, transformándose el semiconductor tipo n en otro tipo p . Este fenómeno acontece en detectores de partículas, que son uniones PIN muy poco dopadas para aumentar la resistividad y sometidas a un intenso bombardeo con partículas pesadas.

Por otra parte, los defectos de la red cristalina (vacantes, intersticios, centros, etc.) constituyen un obstáculo para la propagación de los portadores con lo que la movilidad de los portadores de la red se reduce. Se acepta que la reducción de la movilidad sigue una ley tipo Messenger-Spratt [MA92, p. 248]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{\Phi}{K_\mu} \quad (2.9)$$

La movilidad en un semiconductor depende de la interacción con los fonones y con los defectos de la red. A temperaturas medias y altas, la primera componente es mucho más importante que la segunda [Pav87, p. 284]. Por tanto, el descenso de la movilidad es mínimo a temperatura ambiente. Sólo es importante a bajas temperaturas puesto que la movilidad del semiconductor es mucho mayor al no existir fonones que interaccionen con los portadores.

Estos dos efectos tienen como consecuencia que la resistividad del material aumenta considerablemente. La predicción del valor de la resistividad puede realizarse a partir de las ecuaciones (2.7)-(2.9). Sin embargo, por sencillez se prefiere utilizar una aproximación exponencial para la resistividad [MA92, p. 246]:

$$\rho_{n,p} = \rho_{n_0,p_0} \cdot e^{\Phi / K_{n,p}^\rho} \quad (2.10)$$

Las constantes K_N^ρ y K_P^ρ , que se miden en $\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}$, dependen del dopado inicial del semiconductor. Se sabe que dependen del dopado del semiconductor y se determinó experimentalmente las siguientes relaciones:

$$K_N^\rho = 444 \cdot N_D^{0.77} \quad (2.11)$$

$$K_P^\rho = 387 \cdot N_A^{0.77} \quad (2.12)$$

Algunos autores utilizan la relación $\rho_n = (\mu_n \cdot q \cdot n)^{-1}$ y $\rho_p = (\mu_p \cdot q \cdot p)^{-1}$ y la escasa variación de la movilidad de los portadores para suponer que la concentración de portadores evoluciona de acuerdo a una fórmula exponencial similar a (2.10) en lugar de las originales (2.7) y (2.8). Por eso, no es raro encontrar trabajos en los que se dice que la concentración de portadores en un semiconductor dopado es:

$$n = n_0 \cdot e^{-\Phi / K_n^p} \quad (2.13)$$

$$p = p_0 \cdot e^{-\Phi / K_p^p} \quad (2.14)$$

El último efecto importante es la modificación de las propiedades ópticas del material. En semiconductores como el AsGa, InP, etc. la recombinación de un electrón y un hueco se produce por mecanismos directos [Nea92, p. 84]. El mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia tienen el mismo momento lineal por lo que se puede hacer un salto de una banda a otra con la simple emisión o captura de un fotón cuya energía es la anchura de la banda prohibida. La aparición de niveles intermedios en la banda de valencia permite transiciones indirectas en las que intervienen fonones en lugar de fotones de luz. En resumen, la eficiencia emisiva de un semiconductor disminuye apreciablemente. En 1984, Rose y Barnes determinaron experimentalmente que la eficiencia emisora de un LED es [Ros82, Joh00]:

$$\left(\frac{I_0}{I} \right)^M = 1 + \tau_0 \cdot K_\tau \cdot \Phi \quad (2.15)$$

siendo I la potencia de luz emitida, I_0 la potencia de luz emitida inicialmente, τ_0 el tiempo de vida media de los portadores minoritarios y K_τ la constante que afecta a este último parámetro. El parámetro M fluctúa entre 1/3, que corresponde al caso de que la corriente se transmita por generación-recombinación, y 2/3, que ocurre cuando la corriente se transmite por difusión. En el caso de que convivan ambos mecanismos, el valor de M se sitúa entre ambos límites.

La creación de niveles en la banda prohibida afecta enormemente a la capacidad emisiva del semiconductor al ofrecer un mecanismo de recombinación distinto del original. Inversamente, cuando se ilumina un semiconductor, los electrones de la banda de valencia absorben los fotones y saltan directamente a la banda de conducción sin que influyan los nuevos niveles creados en el interior de la banda prohibida. Aparentemente, la capacidad de absorción del semiconductor no se ha alterado pues se genera el mismo número de pares electrón-hueco en un semiconductor radiado que en otro sin radiar. Sin embargo, estos pares existen durante mucho menos tiempo a causa de la reducción del tiempo de vida media de portadores minoritarios. En consecuencia, la eficiencia de fotodiodos y células solares decrece con el daño por desplazamiento [Kor89, Sum94].

2.2 Daño producido por medios no ionizantes en metales y aislantes

A diferencia de los semiconductores, el daño por desplazamiento apenas afecta a los metales debido a las siguientes razones:

- a) No existen impurezas que puedan combinarse con los defectos Frenkel generados por la radiación. Prácticamente todos los defectos se recombinan al cabo del tiempo.
- b) En un metal estándar, la concentración de electrones es del orden de $6 \cdot 10^{22} \text{ e/cm}^3$ [Pav87, p. 424]. En un semiconductor cualquiera la máxima concentración de electrones es del orden de 10^{16} - 10^{18} e/cm^3 . Por estos motivos, la fracción de portadores capturados en un metal sería infinitesimal con flujos de radiación que destruirían un semiconductor.
- c) El daño por desplazamiento afecta sobre todo a los portadores minoritarios cuya existencia no tiene ningún sentido en un metal.
- d) La movilidad de los electrones en un metal es muy elevada. Aún en el caso de que se formaran defectos estables por combinación de vacantes, su influencia en la movilidad sería despreciable.

Un aislante es un material que se caracteriza por una concentración de portadores extraordinariamente baja. Debido a que el daño por desplazamiento elimina portadores y aumenta la resistividad, no se puede esperar una modificación significativa de las propiedades del material aislante. Por tanto, los materiales aislantes utilizados en electrónica son inmunes al daño por desplazamiento desde el punto de vista de las propiedades eléctricas.

Sólo existe un punto que puede ser problemático. Un átomo (p. e. oxígeno en SiO_2 o materiales plásticos) puede perder su posición en la red cristalina para ser reemplazado por un electrón. Estos defectos, que se conocen como “*centros de color*” o “*centros F*” [Pav87, pp. 106-107], oscurecen el dieléctrico. Esto carece de importancia en dieléctricos aislantes que forman condensadores o transistores MOS, óxidos epitaxiales de protección, etc. Sin embargo, en el caso de materiales fotoeléctricos como fibras ópticas o capas de aislamiento de LED's y fotodiodos, el problema adquiere una importancia mucho mayor. Este oscurecimiento reduce la capacidad de transmisión de las fibras ópticas y la eficiencia de los LED's [Gil00].

2.3 Daño producido por medios ionizantes en semiconductores y metales

A diferencia del daño por desplazamiento, los mecanismos ionizantes no dañan el material por la creación directa de defectos en la red cristalina sino por la generación de cargas eléctricas. En general, toda partícula cargada (protón, electrón, iones pesados, piones, etc.) así como los fotones de alta energía (rayos X o γ) pueden ionizar un material de forma directa. Las partículas neutras como los neutrones no pueden realizar ionización de los materiales por mecanismos directos. En este caso, los mecanismos utilizados son los siguientes [MA92, p. 203]:

- a) Las colisiones de neutrones con átomos despiden núcleos atómicos con capacidad ionizante.
- b) Si la energía del neutrón es suficientemente alta, pueden excitar los núcleos atómicos y éstos pierden energía emitiendo un rayo gamma de alta capacidad ionizante. En otros casos, el neutrón es absorbido y el núcleo emite una partícula cargada.
- c) El neutrón puede inducir la fisión de trazas de torio y uranio que se encuentran presentes en el material.

La unidad de medida de la radiación ionizante es el *Gray* (Gy). Se define esta unidad como la cantidad de radiación ionizante necesaria para transferir una energía de 1 J a 1 Kg del material estudiado. En la definición de esta unidad no es necesario considerar ni la naturaleza de la radiación ni la energía de las partículas o fotones. En cambio, sí es necesario conocer el tipo de material que está siendo irradiado. Por esta causa, se debe hablar de 1 Gy (Si), 1 Gy (SiO₂), etc. Aún sigue siendo ampliamente utilizado el *rad*, que es la centésima parte de 1 Gy (100 rad = 1 Gy). Por otra parte, esta unidad está relacionada con una degradación supuesta en todo el material. En el caso de una irradiación con iones pesados, la creación de carga no es homogénea en todo el material sino que se puede concentrar en el camino del ión. Esto provoca sucesos aislado cuyos efectos (*Single event effects* ó *SEE*) se describen por una magnitud denominada *Linear Energy Transference* ó *LET* y que serán estudiados en los últimos apartados de este capítulo.

En un semiconductor, el principal daño que produce la radiación por mecanismos ionizantes es la creación de pares electrón-hueco en situación de no-equilibrio. La cantidad de pares formados depende del material. El número de pares g creados por la radiación ionizante en los semiconductores más utilizados es el siguiente [MA92, p. 361]:

$$Si: 4.05 \cdot 10^{15} \text{ p/cm}^3 \cdot \text{Gy} \quad Ge: 1.2 \cdot 10^{16} \text{ p/cm}^3 \cdot \text{Gy} \quad GaAs: 6.9 \cdot 10^{15} \text{ p/cm}^3 \cdot \text{Gy}$$

Estos pares tardan en recombinarse un intervalo de tiempo del orden del valor de la vida media de los portadores minoritarios τ_p . La aparición de estos portadores tiene consecuencias importantes: Por un lado, se produce una disminución de la resistividad del semiconductor. En un semiconductor, la ecuación que rige el comportamiento de los portadores minoritarios es:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + G(t) = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + g \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \quad (2.16)$$

Donde $G(t)$ es el número de pares creados por unidad de tiempo y volumen, g la cantidad de pares creados por unidad de volumen y de radiación ionizante y γ el valor de la TID. Se ha utilizado la concentración de electrones que es, lógicamente, igual en número a la concentración de huecos. En el caso de que la irradiación se produzca a un ritmo constante y que se alcance el equilibrio ($\Delta n = cte$, $\gamma = cte$), el exceso de portadores es:

$$\Delta n = \Delta p = \tau_n \cdot g \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \quad (2.17)$$

La consecuencia más evidente derivada de este resultado es que la conductividad de un material debe incrementarse. Es fácilmente demostrable que el incremento de la conductividad sería:

$$\Delta \sigma = e \cdot (\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p) = e \cdot \tau_n \cdot g \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \cdot (\mu_n + \mu_p) \quad (2.18)$$

Siendo e la carga del electrón, γ el valor de TID y $\tau_n = 5 \cdot 10^{-7}$ s una estimación del tiempo de vida media de los portadores minoritarios en el silicio. Sin embargo, aún en el caso de una irradiación de $1 \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ en silicio, que es bastante rápida, se crearían solamente unos $2 \cdot 10^9$ pares electrón-hueco. Esta magnitud es mucho menor que la concentración usual en semiconductores dopados ($> 10^{14}$ portadores/cm³) por lo que sólo tendrían importancia en el caso de semiconductores muy resistivos. Más importante es la creación de fotocorrientes en uniones PN inversamente polarizadas, pues se traduce en un incremento significativo de las corrientes de fuga. Se puede demostrar que ésta aumenta un factor [Mes92, p. 363]:

$$\Delta I = e \cdot A \cdot W_T \cdot g \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \quad (2.19)$$

donde A es la superficie de la unión y W_T es la región de depleción de la unión PN. Estas corrientes también pueden aparecer en transistores bipolares y serán estudiadas con detalle en capítulos posteriores.

Como se verá en el apartado siguiente, los materiales aislantes son muy sensibles a la radiación ionizante. La interfaz óxido-semiconductor resulta muy dañada por la acción de esta radiación y esto se traduce en una degradación de las características derivadas de las propiedades de los estados de superficie del semiconductor.

Por último, hay que reseñar que la radiación ionizante apenas afecta a los metales debido a que la cantidad de portadores adicionales que se podrían crear es totalmente despreciable frente a los que existen por defecto en un metal.

2.4 Daño producido por medios ionizantes en dieléctricos.

Los dieléctricos son fuertemente afectados por este tipo de irradiación. En general, la movilidad de los electrones creados por efecto fotoeléctrico en un dieléctrico es mucho más alta que la del hueco complementario. Los electrones pueden abandonar rápidamente el dieléctrico quedando los huecos atrapados y sin posibilidad de recombinarse con los electrones. Los dispositivos más afectados por la TID son los transistores MOS a causa de la acumulación de carga en el dieléctrico de puerta. En capítulos posteriores se estudiará con detalle la evolución de estos componentes. Sin embargo, la radiación ionizante no afecta solamente a estos dispositivos. En general, los circuitos integrados están recubiertos con un dieléctrico de protección que acumula cargas que afectan al dispositivo. Por otra parte, las tecnologías SOI (*Silicon on*

Insulator) son especialmente sensibles a la radiación ionizante a causa de la acumulación de cargas en el aislante situado por debajo del dispositivo.

Por otra parte, hay que recordar que la radiación ionizante puede crear centros de color en un dieléctrico por lo que este material se oscurece [Gil00] y disminuiría la eficiencia de la transmisión de luz en fibras ópticas, LED's, fotodiodos, etc.

2.4.1 Generación y captura de cargas en un aislante [ANE00]

Cuando un aislante (p. e. SiO_2) es afectado por la radiación ionizante, se generan pares electrón-hueco (Fig. 2.4a). La movilidad de un electrón en el dióxido de silicio a temperatura ambiente es $20 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ en tanto que la del hueco depende fuertemente de la temperatura y del campo aplicado y puede variar entre 10^{-4} y $10^{-11} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Por tanto, en el caso de que un par electrón hueco no se recombine inmediatamente, el hueco necesitaría un tiempo entre 10^5 y 10^{12} veces superior al requerido por el electrón para abandonar el óxido (Fig. 2.4b). Esto explica que exista un predominio de carga positiva atrapada en el óxido frente a la carga negativa.

Las cargas positivas que no se han recombinado comienzan a desplazarse hacia zonas de menor tensión (Fig. 2.4c). En el caso de un NMOS, esta zona es el canal y en el PMOS el terminal de puerta. Se han elaborado varios modelos para estudiar el desplazamiento de cargas y los que cuentan con mayor aceptación son los modelos de *small polaron hopping* y CTRW (*Continuous-Time Random Walk*). Ambos son complementarios, pues el primero explica el movimiento de los huecos como el resultado de vibraciones de la red cristalina y el segundo realiza un modelo estadístico del desplazamiento de una gran cantidad de huecos a través del óxido.

El movimiento de los huecos es muy lento pero, tarde o temprano, alcanzarán la interfaz $\text{SiO}_2\text{-Si}$ o Si-Metal . En estas zonas, la concentración de defectos es mucho mayor que en otras zonas del óxido y éstos pueden atrapar huecos de forma indefinida. Se sabe que la inmensa mayoría de los huecos quedan confinados en un espesor de pocos nanómetros por encima de la interfaz. El número de huecos atrapados es proporcional al número de defectos y depende de la tecnología de fabricación. Las tecnologías tolerantes a la radiación deben disminuir al máximo este número para aumentar la tolerancia del óxido. P.e., se sabe que algunas tecnologías atrapan sólo el 1 % de los huecos generados en tanto que otras atrapan prácticamente el 100 %.

Existen dos mecanismos que permiten la eliminación de cargas en el óxido: *Recocidos térmico y por efecto túnel*. El primero está basado en el efecto Richardson, que consiste en la emisión de electrones por parte de un metal o semiconductor a causa de la agitación térmica y cuyo valor es proporcional al coeficiente $T^2 \cdot \exp(-\phi/k \cdot T)$, donde k es la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta y ϕ el valor de la barrera de potencial que los electrones deben superar. En el caso que nos ocupa, el valor de ϕ es la diferencia entre el nivel de las cargas atrapadas en el óxido y la banda de valencia, si hay un semiconductor, o el nivel de Fermi, si hay un metal en la interfaz del óxido. Este tipo de recocido es fácilmente modelado utilizando expresiones tipo Arrhenius, como las propuestas en (2.1)-(2.2). Mediante la técnica del isocronismo, que estudia

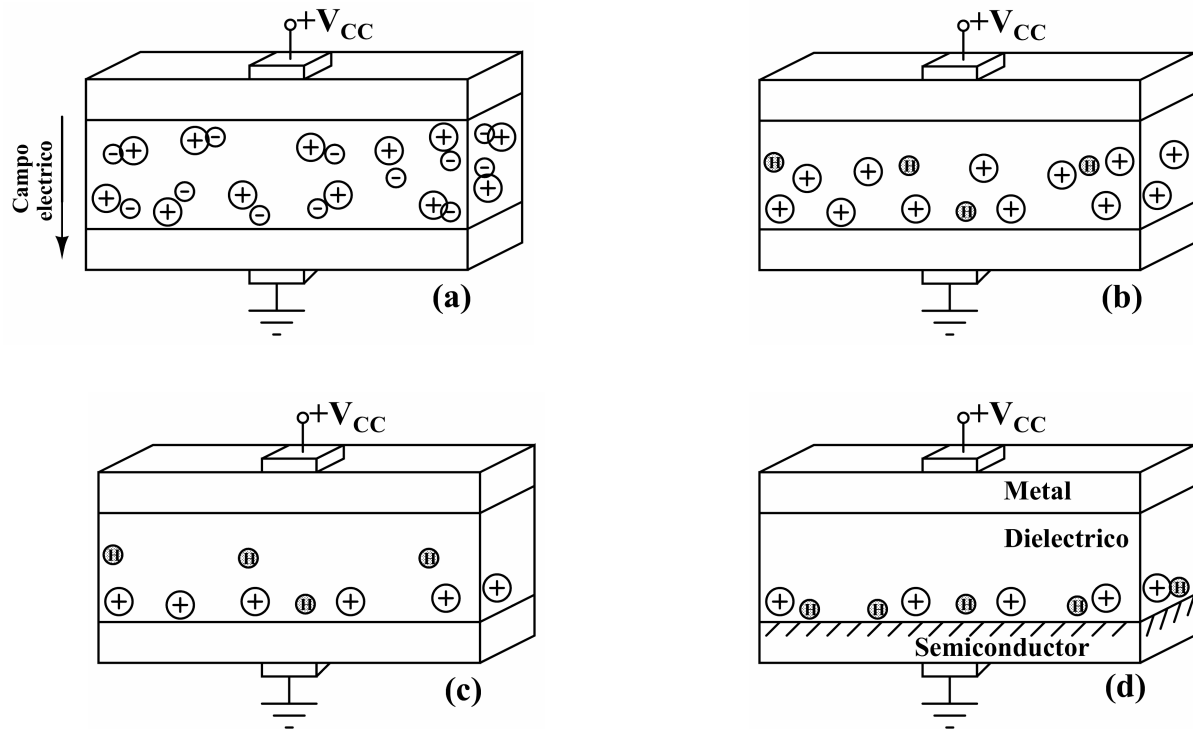


Fig. 2.4: Las cuatro anteriores figuras constituyen un resumen de la acción de la dosis total de radiación ionizante en un aislante. En primer lugar, se crean pares electrón hueco por efecto fotoeléctrico (a). Los electrones desaparecen rápidamente pero los huecos permanecen. Estos ionizan los átomos de hidrógeno atrapados en la red cristalina (b). Al cabo de un tiempo, los huecos llegan al electrodo negativo aunque algunos quedan atrapados (c). Mucho tiempo después, los iones de hidrógeno llegan a la interfaz, creando nuevos estados de superficie en el caso de que en la parte inferior exista un semiconductor.

el producto de convolución del ritmo de generación de cargas, su movimiento y su destrucción por recocido térmico, se ha podido predecir de forma satisfactoria la evolución temporal de transistores MOS para distintos ritmos de radiación ionizante para tiempos de más de un año [Sai00, Sai01].

En cambio, el recocido por efecto túnel se produce por un mecanismo diferente. Dado que existe una barrera de potencial entre el óxido y el material, los electrones podrán atravesarla en función de su anchura. Este fenómeno es predominante en óxidos muy estrechos y explica un hecho curioso: *Cuanto más estrecho sea el óxido de puerta, mayor es la tolerancia de la tecnología a la dosis total de radiación ionizante* aunque, como se verá en el apartado 2.5, la reducción del tamaño favorece la aparición de sucesos aislados.

La principal diferencia entre estos dos fenómenos es que el primero es fuertemente dependiente de la temperatura y de la posición de los niveles de energía. Además, el recocido por efecto túnel está muy relacionado con la distribución espacial de las cargas.

2.4.2 Creación de trampas en la interfaz $\text{SiO}_2\text{-Si}$ por radiación ionizante [Ane00]

Además de la acumulación de cargas eléctricas positivas en el óxido, la radiación ionizante altera el óxido mediante la creación de trampas en la interfaz entre el óxido y el semiconductor (En la mayor parte de los casos, silicio). Estas trampas existen siempre en este tipo de interfaz

pero la radiación ionizante puede hacer que su concentración sea mayor en varios órdenes de magnitud.

Las trampas creadas por la radiación introducen niveles en la banda prohibida del semiconductor cerca de la interfaz. Estos pueden capturar tanto electrones como huecos en función de su situación respecto al nivel de Fermi. El mecanismo que provoca el aumento de la concentración de estas trampas es desconocido. En principio, se pensó que eran creadas por la propia radiación ionizante. Diversos experimentos mostraron que estos estados podían aparecer incluso con rayos ultravioletas a pesar de su escasa capacidad de penetración en el óxido. Por tanto, se descartó que aquél fuese el origen de los niveles en la interfaz. También se desechó la idea de que fuesen los propios huecos los que los originasen ya que se sabe que la velocidad de atrapado de huecos es mucho mayor que la de creación de los niveles.

Actualmente, se sospecha que los niveles de la interfaz son creados mediante un mecanismo secundario, cuyo primer estudio fue llevado a cabo por Winokur y McLean [Win79, McI80]. En todo óxido hay átomos de hidrógeno atrapados durante el proceso de crecimiento. Estos átomos se ionizan durante la irradiación y se desplazan en la misma dirección que los huecos. Sin embargo, su velocidad es mucho menor que la de los huecos. Estos iones serían los únicos responsables de la creación de los estados de interfaz. Este modelo permite explicar varios hechos experimentales: En primer lugar, justifica la diferencia en el ritmo de acumulación de cargas y de creación de niveles. Además, la disminución de la temperatura conduciría a la inmovilización de los iones por lo que no deberían aparecer estados en la interfaz en caso de irradiación a muy baja temperatura, tal y como se ha observado experimentalmente.

Sin embargo, este modelo falla a la hora de explicar el número de trampas creadas en la interfaz óxido-semiconductor en función del campo eléctrico E que polariza el óxido. Este modelo no explica por qué este número es proporcional a $E^{-1/2}$. Entre 1990 y 1992 [Sha90, Sha92] se propuso un modelo alternativo, llamado *Hole Trapping/ Hydrogen-Transport (HT)*² en el que se tomaba como base el modelo de Winokur y McLean pero en el que se acepta que los niveles son creados por la interacción entre iones de hidrógeno y huecos atrapados en la interfaz. Dado que la interacción es proporcional a la sección eficaz de los huecos atrapados y ésta es proporcional a $E^{-1/2}$, se deduce que el número de trampas es proporcional a esta magnitud.

Desgraciadamente, aún permanecen algunos puntos oscuros. No se sabe si los iones se generan en todo el óxido o solamente en las cercanías de la interfaz ni tampoco se conoce la relación existente con la tecnología de fabricación. El comportamiento de estos iones en los óxidos sigue siendo una línea abierta de investigación.

Por otra parte, el distinto comportamiento de huecos e iones de hidrógeno es muy interesante. Como veremos en el siguiente capítulo, la evolución de la tensión umbral de un transistor MOS depende de la velocidad de irradiación. Por otra parte, se sabe que, para un mismo valor de TID, el daño es mucho mayor cuanto más lenta sea la irradiación [Giu01].

Por último, hay que añadir que un parámetro físico del semiconductor fuertemente afectado por la radiación ionizante es la movilidad superficial. Este parámetro es utilizado en lugar de la

movilidad propiamente dicha para describir el movimiento de los portadores en las cercanías de la interfaz del sólido [Sze81, p. 448]. La causa de esta diferencia es la presencia de niveles de superficie, que obstaculizan el movimiento de los portadores que se desplazan cerca de ésta y que no interfieren en el resto del sustrato. A causa de la radiación ionizante, se produce una disminución de la movilidad superficial [Sex85]:

$$\mu^{-1} = \mu_0^{-1} + \alpha \cdot \mu_0^{-1} \cdot \Delta N_{IF} \quad (2.20)$$

En el que μ_0 es la movilidad inicial, α un parámetro que depende de la tecnología y ΔN_{IF} la densidad de trampas creadas por la radiación.

2.5 Daño producido por ionización en materiales por sucesos aislados.

En los dos apartados anteriores, se han tratado los efectos de la radiación ionizante desde un punto de vista global y estadístico. Se aceptó que los daños se producían de forma uniforme en todo el material y a lo largo del tiempo. La radiación gamma es un claro ejemplo de este tipo de ionización (Fig. 2.5a). Sin embargo, en ciertos casos la ionización no se produce de esta manera. Imaginemos una partícula fuertemente ionizada que se desplaza a través de un material, tanto aislante como semiconductor. Las cargas se liberarán a lo largo del camino seguido por la partícula y no en todo el material (Fig. 2.5b). Es cierto que no existen irradiaciones con una única partícula sino con una gran cantidad por lo que, estadísticamente, la ionización es homogénea y los efectos serían similares a los originados por la radiación gamma.

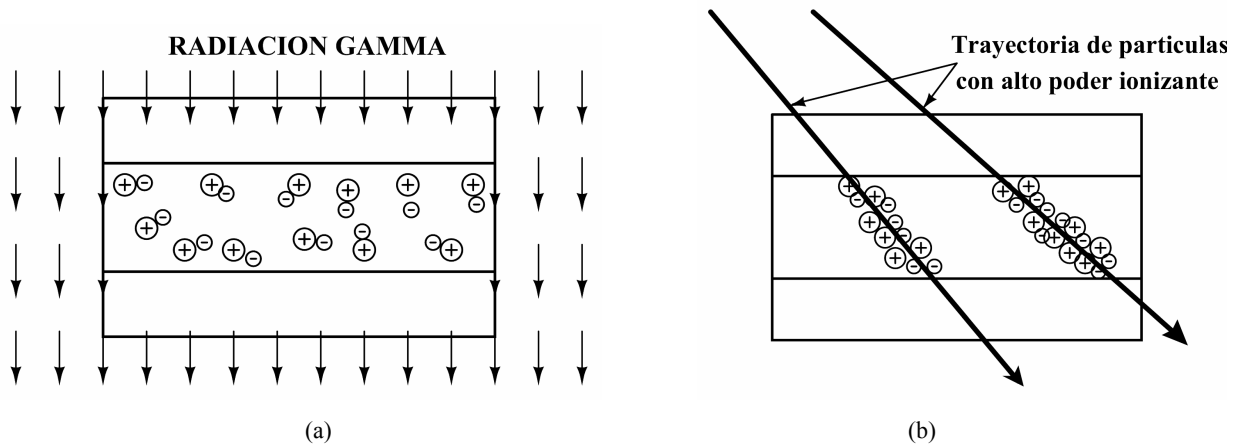


Fig. 2.5: Distintos tipos de ionización: Homogénea (a) y heterogénea (b)

A pesar de todo, la ionización producida por estas partículas está sujeta a una cierta aleatoriedad. Imaginemos que una partícula incide en un dieléctrico polarizado y crea de forma espúrea un rastro de cargas libres. Si se dan las condiciones adecuadas, este rastro podría tener la adecuada inclinación y longitud para comunicar los dos extremos del dieléctrico y provocar un cortocircuito que destruiría el dispositivo.

Debido a la incertidumbre de este mecanismo, es necesario estudiarlo desde un punto de vista puramente estadístico. A diferencia de otros daños por ionización, se prefiere utilizar una magnitud llamada “*Transferencia Lineal de Energía*” (*Linear Energy Transfer* ó *LET*). Esta magnitud mide la energía que deposita una partícula por unidad de masa y volumen del material y por longitud recorrida. El valor de esta magnitud depende de la partícula incidente, de su energía y del tipo de blanco y se suele medir en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{mg}^{-1}$. Asimismo, existe una dependencia con la inclinación del haz de partículas incidentes. Se cumple que el número de sucesos aislados que pueden producirse en un dispositivo [Den00] es igual a:

$$N=S\cdot\Phi\cos(\alpha) \quad (2.21)$$

Siendo Φ el flujo total de partículas, α el ángulo que forma el haz con la dirección que produce el máximo número de sucesos aislados (Fig. 2.6) y S la sección eficaz del suceso aislado que es, a su vez, función de *LET*. Fig. 2.7 muestra un ejemplo del valor de S en función de *LET* [MA97]. Como puede observarse, existe un valor mínimo para producir un suceso aislado llamado *LET umbral* y que, a partir de cierto valor de *LET*, la sección eficaz se satura en su máximo valor. Los sucesos aislados son más frecuentes en tecnologías altamente integradas puesto que, en este caso, es más sencillo conectar los puntos sensibles del circuito integrado.

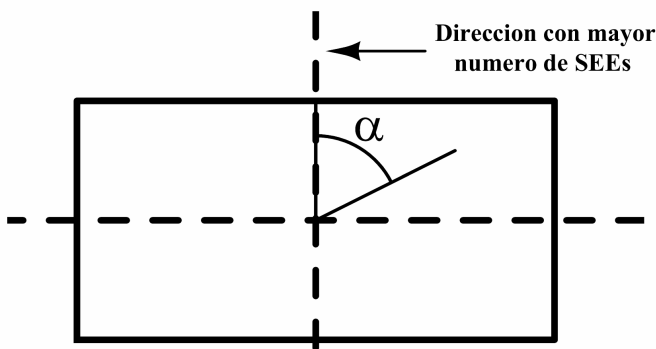


Fig. 2.6: Definición de ángulo α del haz con la dirección de mayor número de sucesos aislados

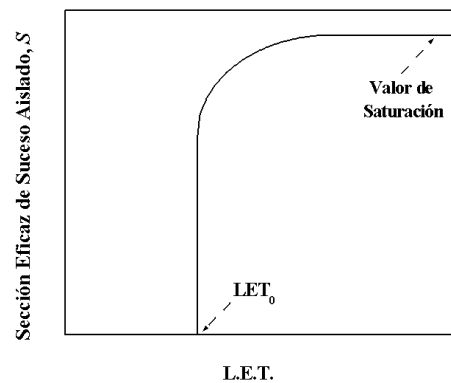


Fig. 2.7: Sección eficaz de un suceso aislado en función de *LET*. Se observa que es necesario un mínimo valor de *LET* y que la sección eficaz tiende asintóticamente a un valor.

Los sucesos aislados se clasifican en las categorías de leves o graves en función de la magnitud del daño que provocan. Los errores leves pueden ser corregidos mediante el reiniciado del sistema o por técnicas de redundancia o voto en circuitos digitales [Ang00]. También se consideran errores leves los pulsos espúreos que se producen en circuitos analógicos. Los errores graves conducen a la destrucción del dispositivo.

2.5.1 Errores Leves: *Single Event Upset (SEU)*, *Multiple Bit Upset (MBU)* y *Single Event Functional Interrupt (SEFI)*

Se produce el fenómeno de SEU cuando una partícula atraviesa una celda de memoria de un circuito digital (p. e., una RAM) y el rastro de portadores creados produce un cambio en el

valor almacenado ella. Es el suceso aislado mejor estudiado puesto que fue predicho en 1962 y observado experimentalmente en 1975 [MA92, p. 416] y las estrategias para evitar sus efectos (reiniciado periódico, votado y redundancia) son sobradamente conocidas.

Los otros fenómenos (MBU y SEFI) son casos especiales del SEU. En el primero de ellos, una partícula fuertemente ionizante produce un cambio en varias celdas de memoria de forma simultánea. En este caso, las estrategias de redundancia y votado pueden no ser válidas. El fenómeno de SEFI ocurre cuando el componente tiene, por ejemplo, una lógica para corrección del error. En caso de que la partícula afecte a este subcircuito, mucho más sensible, el error no podrá ser corregido de ninguna forma.

2.5.2. Errores Leves: *Single Event Transient (SET)*

En algunos textos, este fenómeno se conoce también como *single event pulse (SEP)*. Se produce cuando una partícula cargada atraviesa un nodo sensible de un circuito analógico integrado, como uniones PN invertidas, condensadores, etc. La creación súbita de cargas origina un pulso transitorio de corriente que se propaga hasta la salida del dispositivo. Normalmente, el transitorio no destruye el componente pues es de corta duración y el dispositivo puede dirigir este exceso de corriente a la alimentación negativa. Se han hallado fenómenos similares al descrito en amplificadores operacionales [Kog97, Ade00, Ste02], comparadores, [Kog97, Pea01, Buc02], referencias de tensión [Kog97, Pea01] y convertidores DC-DC [Sav01].

2.5.3. Errores Graves: *Single Event Latch-up [MA92 p. 385, Joh96]*

Este fenómeno aparece en dispositivos CMOS en especiales condiciones de polarización. Fig. 2.8 muestra una situación típica en tecnología CMOS, donde un transistor NMOS es adyacente a otro PMOS. En estas circunstancias, se observa que existen dos transistores bipolares parásitos que forman una estructura de diodo de cuatro capas o SCR (Fig. 2.9). Esta estructura pertenece a la familia de los tiristores, muy utilizados en electrónica de potencia, y se caracterizan por la presencia de dos estados estables: *Abierto* y *cerrado*. Normalmente, estos dispositivos permanecen abiertos de forma indefinida hasta que un mínimo pulso de corriente cruza la puerta del SCR. A causa de la realimentación positiva, el diodo comienza a conducir. La corriente es muy elevada pues sólo puede ser controlada por resistencias externas y únicamente se interrumpe con un pulso negativo de corriente a través de la puerta del SCR.

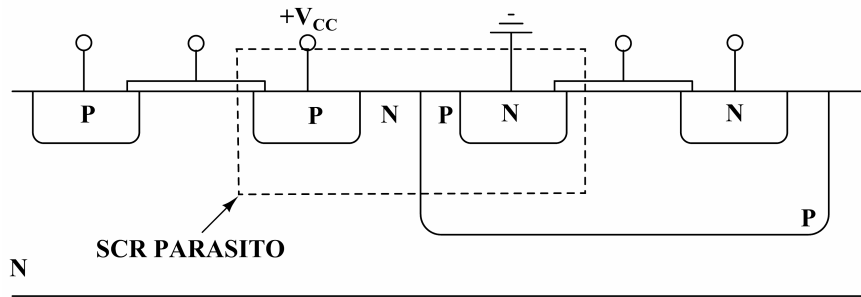


Fig. 2.8: Dos transistores adyacentes en un circuito CMOS forman un diodo de cuatro capas o SCR parásito.

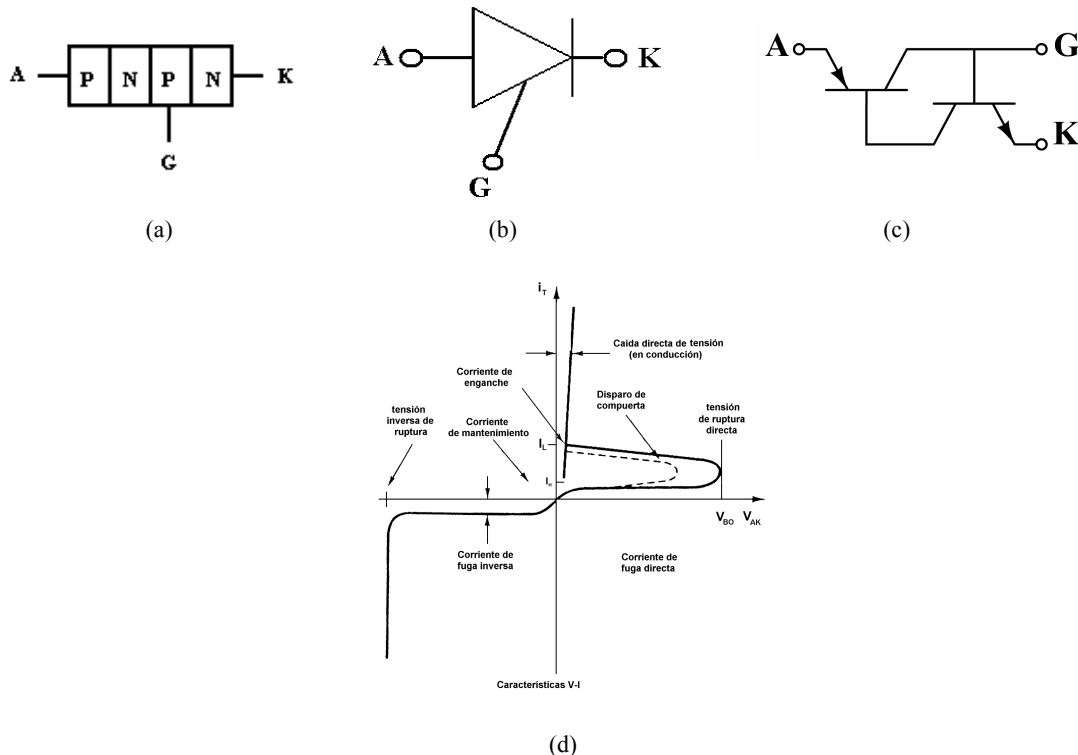


Fig. 2.9: Características de un diodo de cuatro capas: Estructura física (a), símbolo eléctrico (b), modelo equivalente de dos transistores con realimentación positiva (c) y relación tensión-corriente en el que se observan los estados abierto y cerrado así como el modo de disparo (d) [Ras95, p. 97].

El *latch-up* asociado a la radiación se produce cuando una partícula cargada atraviesa la estructura anterior y crea cargas en la frontera del pozo *n*. Estas cargas se mueven a causa del campo eléctrico produciendo una corriente espúrea que puede disparar el SCR parásito. La corriente que atraviesa el dispositivo es tan alta que destruye el dispositivo CMOS ya que es imposible frenarla. Por otro lado es necesario que se cumplan las siguientes condiciones para que el SEL se produzca:

- Los dos transistores parásitos deben estar polarizados en directa
- El producto de la ganancia β de los transistores debe ser superior a 1
- La fuente de tensión debe ser capaz de proporcionar corrientes suficientemente altas para destruir el componente

El fenómeno de *latch-up* depende fuertemente de la temperatura. Cuanto mayor sea ésta, mayor probabilidad hay de que se produzca el *latch-up*. Este fenómeno sólo puede ser evitado añadiendo limitadores de corriente e interruptores que apaguen el circuito cuando se advierta la presencia de un fenómeno de este tipo [Den00].

Por otro lado, hay que destacar que se ha descrito un caso especial de fenómeno de *latch-up*. Súbitos incrementos de temperatura, pulsos espúreos de tensión, etc., pueden crear pares de portadores de forma súbita y activar el tiristor parásito que provocaría la destrucción del componente por *latch-up*.

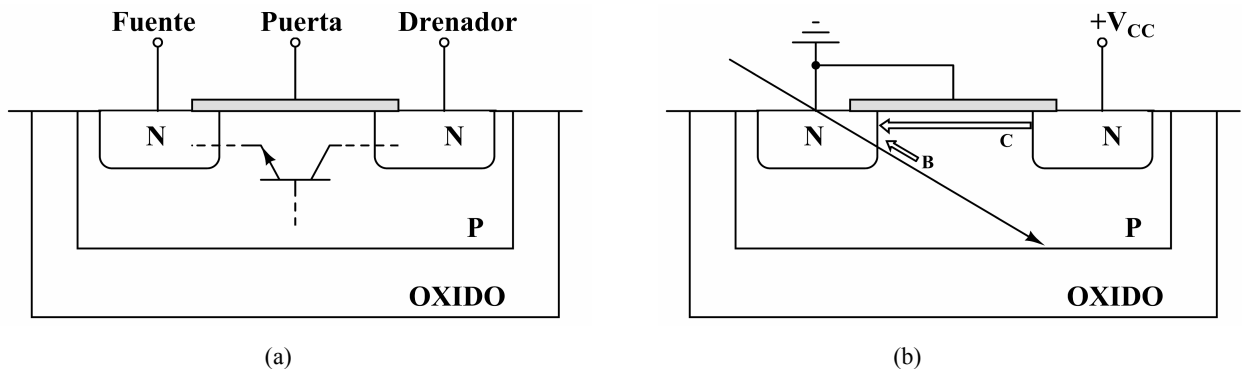


Fig. 2.10: Transistor bipolar parásito en tecnología SOI (a) y mecanismo de disparo (b)

2.5.4 Errores Graves: Single Event Snapback (SES) [Bei88, Kog89, Dod00]

El peligro del fenómeno de *latch-up* fue uno de los motivos que favoreció el desarrollo de la tecnología SOI (*Silicon on insulator*). En esta tecnología, se aísla totalmente un transistor MOS del resto del dispositivo con una barrera de aislante. De esta forma, se eliminaría el SCR parásito. Sin embargo, el propio aislante protector favorece la aparición del suceso aislado de *snapback*.

Observemos la figura 2.10a. En ella, se observa un transistor NMOS construido en tecnología SOI y polarizado en corte. Imaginemos que una partícula altamente ionizante atraviesa el transistor generando un exceso de portadores. En tecnologías CMOS sencillas, toda carga espúrea creada por la radiación fluiría hacia el sustrato. Esto no puede producirse en la tecnología SOI por lo que las cargas se moverían hacia la fuente. Recordemos ahora que todo transistor NMOS tiene asociado un transistor NPN parásito en el que el colector y emisor serían el drenador y la fuente y cuya base está al aire. El flujo de corriente desde la zona *p* hasta la fuente se comportaría como una corriente de base en el transistor NPN parásito. Inmediatamente, se produciría una corriente de colector como resultado de la amplificación de la corriente espúrea (Fig. 2.10b).

En el mejor de los casos, el fenómeno de *snapback* sólo produciría un cambio de estado en la célula de memoria asociada a este transistor. Sin embargo, en algunos casos la corriente puede ser tan elevada que provoque la destrucción del transistor.

2.5.5. Errores Graves: Single Hard Error (SHE) [Duf92]

Este fenómeno acontece cuando una partícula altamente ionizante atraviesa la puerta de un transistor y crea tantas cargas que produce un cambio instantáneo de la tensión umbral, tema que será desarrollado en el capítulo 3. Esto puede impedir la conmutación del transistor o bien el incremento de la corriente de fuga de éste.

2.5.6. Errores Graves: Single Event Rupture (SER) y Soft Gate Breakdown (SGB)

Este fenómeno acontece en condensadores integrados sometidos a una gran diferencia de tensión cuando son irradiados con partículas altamente ionizantes. El fenómeno de este tipo más conocido es la ruptura de puerta (*Single Event Gate Rupture, SEGR*) [Dar93, Bre93, All94, Whe94], que tiene lugar en transistores MOSFET cuyas puertas son muy finas (alta escala de integración) o bien en aquellos que están sometidos a muy altas tensiones (transistores de potencia). En ambos casos, el campo eléctrico en el interior del dieléctrico es muy elevado. Una partícula altamente ionizante atraviesa el dieléctrico creando un plasma de portadores que convierte al óxido en muy conductor (Fig. 2.11). La descarga que se produce a continuación destruye el óxido del semiconductor con lo que el transistor es inutilizado.

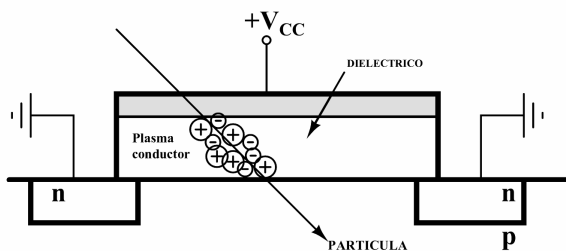


Fig. 2.11: Al atravesar una partícula ionizante la puerta de un transistor MOS, crea una nube de partículas libres que cortocircuitan la puerta y el canal. Esta corriente carboniza el transistor.

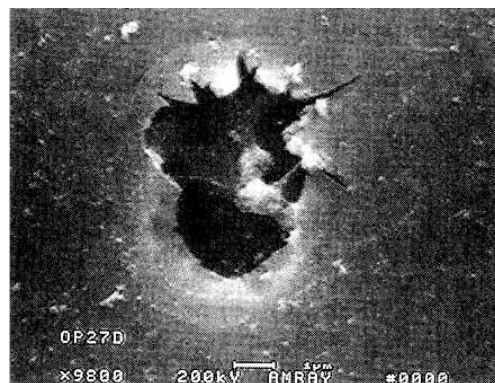


Fig. 2.12: Microfotografía de un condensador interno en un amplificador operacional OP27 tras el paso de una partícula altamente ionizante.

A pesar de que este efecto se describió inicialmente en transistores de efecto campo, el fenómeno puede ser extrapolado a los condensadores internos de los circuitos integrados. Fig. 2.12 muestra el aspecto de un condensador que se encontraba en el interior de un amplificador operacional OP-27 tras ser irradiado con protones de alta energía [Lum00]. Como se ve, el paso de una partícula cargada produjo la perforación del condensador.

Por otra parte, éste no es el único fenómeno que puede provocar la destrucción de un condensador. Otro mecanismo que la produce se denomina ruptura lenta de puerta (*Soft Gate Breakdown, SGB*) y está relacionado con el envejecimiento acelerado de los componentes irradiados. En el interior del dieléctrico de un transistor existe una gran cantidad de defectos puntuales. Por agitación térmica, estos defectos se mueven y puede darse el caso de que los

defectos puntuales se alineen uniendo puerta y canal del transistor. Este defecto lineal es conductor e impide que el dióxido de puerta sea un aislante perfecto y que el transistor funcione correctamente. Este fenómeno es muy importante en circuitos integrados con una gran cantidad de componentes sencillos y que vaya a trabajar largo tiempo y su efecto es mayor en componentes irradiados a causa de los defectos producidos por la radiación [Ces00]. A diferencia de la SGR, no es necesario el paso de una partícula ionizante para que se produzca la ruptura de la puerta aunque, como aquélla, la SGB tiene un comportamiento aleatorio. Ambos fenómenos producen la destrucción de la puerta de los transistores MOS.

2.5.7. Errores Graves: Single Event Burn-Out (SEBO)

Este fenómeno aparece en transistores de potencia que estén interrumpiendo el paso de corriente. Esto implica que existe una gran diferencia de tensión entre el drenador y fuente (o entre el colector y el emisor en el caso de un transistor bipolar) y que el semiconductor que los separa está libre de cargas.

Si una partícula atraviesa el espacio entre los dos terminales, podría crear una zona rica en portadores que permitiría el paso de corriente entre ambos. Esta súbita descarga destruye el transistor.

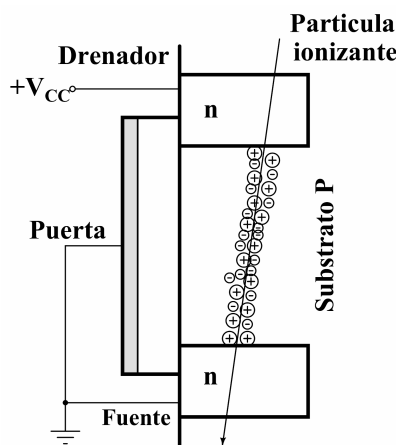


Fig. 2.13: Mecanismo que produce un SEB. La partícula ionizante cortocircuita el drenador y la fuente destruyendo el transistor.

Este suceso aislado fue descrito inicialmente en transistores de efecto campo de potencia [Was86, Hoh87]. Sin embargo, se descubrió que no es un fenómeno exclusivo de esta tecnología pues se encontró también en transistores bipolares de potencia [Tit91, Kub00]. En general, podrá aparecer en todo dispositivo semiconductor de potencia que bloquee el paso de corriente entre dos puntos cuya diferencia de tensión sea muy elevada.

2.6 Influencia de la radiación en materiales de encapsulado.

Ya se mencionó en los apartados 2.2 y 2.4 que el oscurecimiento de los plásticos que recubren los fotodiodos influyen en la eficiencia de emisión luminosa de éstos. En general, todo dispositivo electrónico está protegido del exterior por un encapsulado, que puede ser plástico o cerámico. A diferencia de los materiales cerámicos, se sospecha que el plástico puede atrapar cargas positivas por un mecanismo similar al observado en el dióxido de silicio. Por otra parte, el plástico es un compuesto con una gran cantidad de hidrógeno, que podría contaminar el SiO₂ [Ada00, ap. 3.4] por lo que la degradación de éste podría ser mucho más intensa, tal y como se explicó en el apartado 2.4.2.

Durante un tiempo, se sugirió que la carga acumulada en materiales plásticos podía afectar al comportamiento de los componentes que estuvieran recubiertos por ellos [Fac00]. En algunos casos, parecía que se demostraba esta hipótesis [Cla95, Bar98] aunque en los resultados posteriores no se encontró diferencia en el comportamiento en función del encapsulado [Gor99] o, incluso, se apuntaba en la dirección contraria [Wal99].

Por otra parte, cada tipo de encapsulado exige la realización de procesos diferentes. Esta diferencia en los pasos seguidos durante la fabricación podría ser también otra de las causas en el distinto comportamiento de los componentes si ésta fuese finalmente confirmada.

CAPITULO 3

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE COMPONENTES ELECTRÓNICOS BÁSICOS

En el capítulo anterior se estudió el modo en que la radiación afectaba a los materiales de uso común en electrónica. El siguiente paso antes de abordar la degradación de circuitos más complejos es el estudio del comportamiento de los componentes electrónicos más básicos. Para ello, se investigarán las características físicas de los componentes, su dependencia de las magnitudes estudiadas en el capítulo anterior así como las tecnologías de fabricación.

Los dispositivos que se van a estudiar en este capítulo son las resistencias, condensadores, materiales magnéticos, uniones rectificadoras, transistores bipolares y de efecto campo (JFET, MESFET y MOSFET). Ciertamente, existen más dispositivos electrónicos sencillos, como células solares, sensores, heterouniones, etc. pero se ha rechazado su estudio y descripción puesto que su uso no está tan extendido como los anteriores y podrían alargar excesivamente un capítulo ya considerablemente extenso.

3.1 Efectos de la radiación sobre resistencias

Desde el punto de vista electrónico, las resistencias se clasifican en *discretas*, de grandes dimensiones que pueden ser manejadas manualmente, e *integradas*, que se han implementado en el interior de un componente electrónico más complejo.

Las resistencias discretas se clasifican en los siguientes tipos [Chr97, sec. 10.1.1]:

- 1) Enrolladas (*Fixed wirewound resistors*): A partir de un material resistivo y dúctil, se construye un hilo de sección y longitud conocidas. Dado que es generalmente muy largo, se debe enrollar en espiral para hacerlo manejable.
- 2) Carbono: Un sustrato de un material inerte es mezclado con partículas de carbono. Variando las proporciones de la disolución sólida, se puede cambiar la resistividad del material.

3) De película (Film resistors): Sobre un sustrato aislante, se hace crecer una película de dimensiones conocidas de un material. Dependiendo del valor de la resistividad y de la precisión requerida, la resistencia puede construirse con carbono, metal o bien con una mezcla de una cerámica con metal.

Los contactos se realizan siempre con terminales metálicos. Como puede observarse, todos los tipos de resistencia tienen como base metales, cerámicas o carbono. En condiciones normales, el carbono se encuentra bajo la forma de grafito y su comportamiento eléctrico es similar al de un metal y no al de un aislante, como su alomorfo, el diamante. En definitiva, en la fabricación de resistencias discretas se utilizan materiales inmunes a cualquier tipo de radiación y no se debe esperar ningún cambio en sus propiedades. Este hecho ha sido confirmado experimentalmente [Sro88, Aga99]. Asimismo, las técnicas de fabricación de los potenciómetros y reostatos son idénticas a las de las resistencias por lo que el comportamiento de aquellos es similar al de éstas.

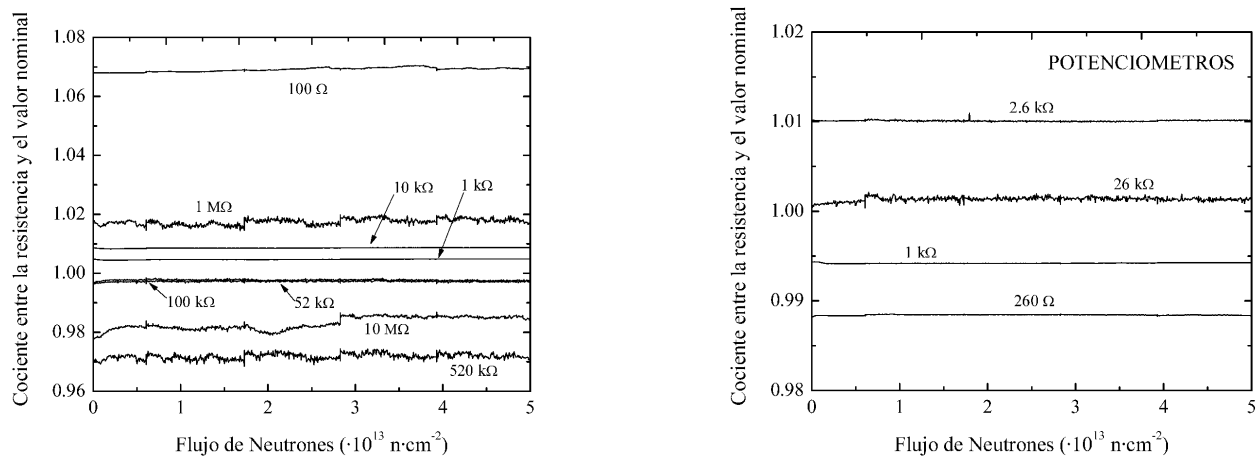


Fig. 3.1- 3.2: Evolución del valor de diferentes resistencias y potenciómetros en función del flujo de neutrones. La radiación gamma residual alcanzó un valor de 3 kGy por cada $10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Los pequeños cambios observados en algunas resistencias pudieron relacionarse con la variación de la de temperatura.

Con el objeto de conocer de primera mano los efectos de la radiación en diferentes tipos de resistencias y potenciómetros, se irradiaron muestras comerciales de diferentes valores hasta $5.01 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ y 15 kGy de radiación gamma residual. Las resistencias se clasificaron en función del rango de valores pues éste está relacionado con la tecnología de fabricación. Tal y como se observa en las fig. 3.1 y 3.2, no existe ninguna relación entre el valor de la resistencia y el de la radiación, sea ionizante o no. Las pequeñas variaciones se deben a la acción del ruido eléctrico o bien a las fluctuaciones de temperatura de las muestras.

Las resistencias integradas se construyen mediante otras técnicas diferentes a las de las resistencias discretas. Los tipos de resistencias son las siguientes [Che00]:

a) Resistencias de Difusión: Estas resistencias se fabrican difundiendo de forma controlada un dopante en una determinada región del circuito integrado. Las resistencias en el rango de 10 k Ω a 50 k Ω se construyen difundiendo impurezas aceptoras de forma moderada en

un sustrato tipo n . En cambio, las resistencias pequeñas se construyen dopando fuertemente con impurezas donadoras en un medio tipo p . Estas resistencias son muy fáciles de fabricar aunque pueden tener hasta un 30% de tolerancia. Por otra parte, se crea una unión PN parásita que debe polarizarse siempre en sentido inverso.

b) Resistencias Epitaxiales: Se construyen haciendo crecer una capa epitaxial de silicio entre los terminales de la resistencia. Esta técnica es apta para fabricar resistencias muy altas aunque el rango de tolerancia es incluso más alto que el anterior.

c) Resistencias MOS: Este tipo de resistencias se construyen cortocircuitando la puerta y el drenador de un transistor NMOSFET. De esta forma se obtiene una resistencia no lineal, puesto que sigue una ley cuadrática, y que ocupa un espacio mucho menor que las de los dos anteriores tipos. Esta técnica es utilizada para crear resistencias de valor muy alto.

d) Resistencias de Película Delgada: Estas resistencias se construyen creando una base de Ta y Ta₃N₅ y depositando sobre ella una lámina de cromo-níquel. Esta se recorta con láser permitiendo tolerancias del orden de 0.01%. Este proceso es lento y caro y sólo se recomienda cuando es necesaria una precisión muy alta en los valores de las resistencias.

Los dos primeros tipos de resistencias tienen como base el silicio. El daño por desplazamiento conlleva un aumento de la resistividad a causa de la eliminación de portadores y del incremento de la movilidad. Por tanto, se espera un aumento de la resistividad de estos materiales de acuerdo a las ecuaciones mostradas en el capítulo anterior. Asimismo, se espera un incremento de las corrientes de fuga en la unión PN inversamente polarizada, tal y como se verá en el apartado 3.4, dedicado a esta estructura física.

La radiación ionizante no afecta directamente a las resistencias construidas con silicio. Tal y como se calculó en el capítulo anterior, el número de pares creados en el silicio es mucho menor que el que contiene de forma natural. Sin embargo, las resistencias construidas por difusión sobre sustrato tipo n tienen un serio inconveniente. La acumulación de cargas positivas en el óxido de protección va a producir un campo eléctrico que elimina portadores (huecos) cerca de la superficie del semiconductor. En consecuencia, la sección efectiva de la resistencia disminuye y el valor de ésta aumenta [Den00]. Un daño similar se ha encontrado en transistores JFET de canal p (Ap. 3.7.3).

Las resistencias MOS pueden sufrir un incremento de la resistividad a causa del daño por desplazamiento. Sin embargo, el mayor problema se va a producir en el caso de que sea irradiado con radiación ionizante. Como se verá en el apartado 3.8, el transistor MOS sufre una modificación de la tensión umbral y de la corriente de fuga por debajo de esta tensión. Esto va a producir una gran variación del valor de estas resistencias.

A diferencia de las anteriores, las resistencias de película delgada son muy resistentes a la radiación a causa de su naturaleza puramente metálica. Ni la radiación ionizante ni el daño por

desplazamiento los afecta por lo que el uso de estas resistencias en circuitos integrados aumenta la tolerancia a la radiación.

3.2 Efectos de la radiación sobre los materiales magnéticos

Los componentes magnéticos que pueden encontrarse en dispositivos electrónicos son siempre discretos pues, hasta la actualidad, no se ha podido realizar una integración adecuada. Los componentes de este tipo son extremadamente heterogéneos: Desde memorias magnéticas hasta inductancias o superconductores. Una familia tan amplia no tiene un comportamiento definido y deben dividirse en varios subgrupos que sí lo poseen.

Las bobinas y transformadores son largos hilos metálicos enrollados en torno a un núcleo que también es metálico. Esto garantiza una altísima tolerancia a cualquier tipo de radiación. En el extremo opuesto se encuentran los materiales superconductores, que sí son bastante sensibles [Sro88]. Se ha encontrado una reducción en la temperatura de transición y los dispositivos basados en el efecto Josephson son sensibles a fenómenos de *upset*. Otros materiales, como memorias ferroeléctricas, muestran una gran tolerancia a la radiación.

3.3 Efectos de la radiación sobre condensadores

Los condensadores se utilizan básicamente para dos funciones: Acumulación de carga e introducción de una impedancia compleja. A semejanza de las resistencias, es necesario dividir los condensadores en *discretos* e *integrados*. Los condensadores discretos se construyen separando láminas metálicas con un material dieléctrico que suele ser papel, cerámica, vidrio, plástico o mica. Todos ellos carecen de polaridad, que sí poseen los condensadores con material electrolítico como aislante y los de tántalo, en los que el dieléctrico es Ta_2O_5 crecido sobre una lámina de este metal. Los condensadores integrados se construyen utilizando las mismas técnicas que se emplean en los transistores MOSFET y sus características físicas son similares a las de estos componentes: Tensión umbral, tensión de banda plana, etc¹.

Los condensadores son muy resistentes al daño por desplazamiento puesto que los materiales utilizados (dieléctricos y metales) lo son [Den00]. En cambio, sí son sensibles a la acción de la radiación ionizante. A diferencia de los condensadores integrados, debe descartarse la existencia de sucesos aislados en componentes discretos debido al gran tamaño. Sin embargo, sí son sensibles a la TID debido a la creación de cargas en el interior del dieléctrico.

¹ Un estudio completo del transistor MOS se encuentra en el apartado 3.8.

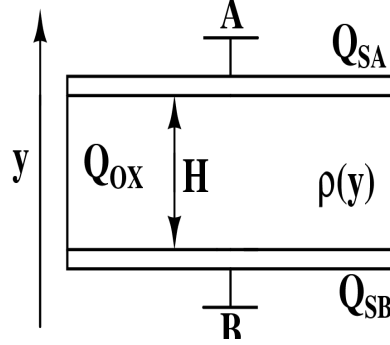


Fig. 3.3: En un condensador irradiado, se ha creado carga positiva (Q_{OX}) en su interior. La densidad de carga es función de la distancia y a la placa inferior. En caso de que el conversor esté polarizado, se crean cargas superficiales en las placas, Q_{SA} y Q_{SB} .

Como se vio anteriormente, la radiación ionizante crea pares electrón-hueco en el dieléctrico. Los electrones se pierden con rapidez quedando atrapada la carga positiva en el material. La densidad de carga ρ depende únicamente de la distancia y entre el punto de interés y la placa inferior y no depende de otras variables por razones de simetría. Observemos la figura 3.3: En ella, un condensador polarizado a una tensión $V_{AB} = V_A - V_B > 0$ presenta una carga positiva Q_{OX} atrapada en el interior del dieléctrico. En los contactos, existen cargas distribuidas superficialmente, de signo opuesto, Q_{SA} y Q_{SB} . Las siguientes relaciones se deducen de forma inmediata:

$$Q_A + Q_{OX} = Q_B \quad (3.1)$$

$$Q_{OX} = \int_V \rho(y) dV = \int_0^H \rho(y) \cdot S \cdot dy \quad (3.2)$$

La primera relación se obtiene por igualdad de cargas en el equilibrio. La expresión (3.2) se pudo simplificar recordando que ρ sólo depende de y , por lo que dV es $S \cdot dy$, siendo S la superficie del condensador. Ahora, recordemos que la capacidad de un condensador se define como $C = \partial Q / \partial V$, y como la carga atrapada en el dieléctrico es constante, el valor de la capacidad permanece también constante. En definitiva, la capacidad del condensador irradiado no varía y, por tanto, su admitancia compleja $Y = j \cdot \omega C$ tampoco.

Sin embargo, no todos los condensadores se utilizan en diseño electrónico para introducir impedancias compleja. Un uso muy extendido es de almacenar y suministrar carga eléctrica: Osciladores de relajación, filtros de tensión en las alimentaciones, células de memoria en circuitos integrados, etc. Un condensador irradiado de capacidad C sometido a una tensión V puede almacenar una carga $C \cdot V$ pero, debido a la presencia de carga positiva atrapada en el dieléctrico, el condensador no puede desprenderse de toda la carga almacenada en sus placas incluso cuando éstas son cortocircuitadas (Fig. 3.4). Por esta causa, la carga que puede ceder el condensador es mucho menor que uno no irradiado. Este hecho ha sido ampliamente comprobado en condensadores de tántalo [Bak73, Boe73, Smi77] aunque puede ser extrapolado a cualquier otro condensador [Sro88]. En estos estudios se encontró que la carga atrapada crea una diferencia de tensión entre los bornes del condensador que es, inicialmente, proporcional a la dosis total pero que tiende a saturarse a causa de que las cargas positivas se han hecho tan

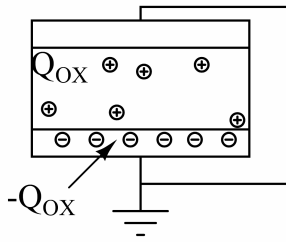


Fig. 3.4: Las cargas positivas atrapadas en el óxido impiden que todas las cargas móviles diseminadas por las placas abandonen el condensador. Estas habrían abandonado el condensador si las cargas positivas no existiesen.

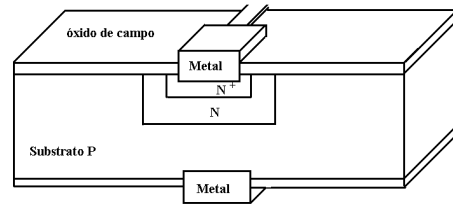


Fig. 3.5: Estructura física de una unión PN.

abundantes que atrapan de nuevo los electrones creados por efecto fotoeléctrico. Por otro lado, estas cargas son fácilmente eliminadas con un calentamiento de varias horas a 50 °C aunque pueden permanecer durante varias semanas si la muestra se encuentra a temperatura ambiente.

Finalmente, hay que mencionar el incremento de la conductividad producido por efecto fotoeléctrico en el dieléctrico del condensador. Este efecto ha sido descrito en los artículos mencionados con anterioridad y fue comprobado experimentalmente.

3.4 Efectos de la radiación sobre una unión PN

La unión PN es el dispositivo electrónico no lineal más sencillo que existe. El estudio exhaustivo de esta estructura puede ser encontrado en gran cantidad de libros de amplia difusión [Tya91, Nea92, Sze81, Sze85, Neu89]. En este apartado, se realiza un resumen del funcionamiento de este dispositivo así como el efecto que puede tener la radiación sobre ellos.

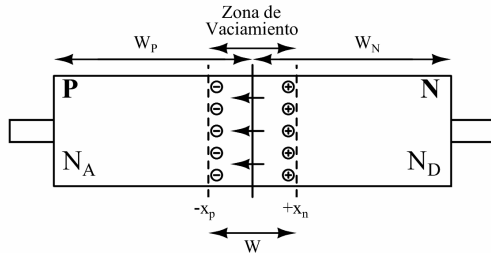


Fig. 3.6: Esquema simplificado de una unión PN. Las dos zonas tienen un dopado N_A y N_D . Entre ambas partes, se ha creado una región libre de portadores llamada “zona de vaciamiento” de anchura W .

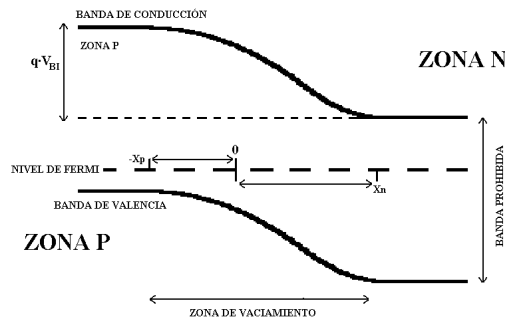


Fig. 3.7: Estructura de bandas en una unión PN.

Una unión de este tipo se construye implantando o difundiendo impurezas en un sustrato semiconductor de distinto dopado o bien haciendo crecer sobre éste una capa de dopado opuesto. A continuación, el silicio debe ser recubierto con una capa de óxido de protección. Fig. 3.5 muestra una estructura tridimensional de un diodo de difusión. Se han difundido impurezas donadoras sobre un sustrato tipo p , añadido un par de contactos (En el caso de la zona n , se tuvo que dopar fuertemente la unión para que se comportara de manera óhmica) y se recubrió con un óxido de protección. En estos casos, en lugar del diodo tridimensional, se estudia un modelo más simplificado, en una sola dimensión, que se representa en fig. 3.6.

En un semiconductor intrínseco, el nivel de Fermi se encuentra alrededor del centro de la banda prohibida. En cambio, en un semiconductor tipo n , el nivel de Fermi se desplaza hacia la banda de conducción en tanto que, en otro de tipo p , se desplaza hacia la banda de valencia. Cuando se unen dos muestras de distinto dopado, al estar en equilibrio térmico, los niveles de Fermi de ambas zonas se igualan. Como consecuencia de esto, las bandas de conducción y de valencia se deforman en la zona de contacto de ambas muestras.

Prácticamente, cada una de las zonas están repletas de portadores de un único signo. Al producirse la unión, los portadores mayoritarios de cada zona se difunden hacia la zona de dopado opuesto. Las zonas cercanas a la unión se vacían de portadores quedando únicamente las cargas asociadas a las impurezas, que están ancladas en la red cristalina. Estas cargas crean un campo eléctrico que compensa la difusión de portadores.

Fig. 3.6 muestra el vaciamiento de cargas en una unión PN y fig. 3.7 el combamiento de las bandas del semiconductor. Se ha supuesto que la unión PN es abrupta. En la zona n , las únicas cargas que existen son las impurezas donoras cargadas positivamente en tanto que en la zona p son las aceptoras, que están cargadas negativamente.

La diferencia de tensión existente entre ambas zonas se denomina “*tensión de contacto*”, V_{BI} , que se calcula de la siguiente forma:

$$V_{BI} = |E_{F,n} - E_{F,i}| + |E_{F,p} - E_{F,i}| = \frac{KT}{e} \cdot \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] = V_T \cdot \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \quad (3.3)$$

siendo K la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta, e la carga del electrón y n_i la concentración intrínseca de portadores. $V_T = K \cdot T / e$ se conoce como “*Tensión térmica equivalente*”. Evidentemente, V_{BI} es también la diferencia que existe entre los extremos de la banda de conducción (o valencia). La anchura de la zona libre de portadores con tensión aplicada V , W , se determina de la siguiente forma:

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_s}{e} \cdot (V_{BI} - V) \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)} \quad (3.4)$$

En este caso, ϵ_s es la constante dieléctrica del semiconductor y V la tensión aplicada entre la zona p y n . Cuando V se hace negativa en polarización inversa, la anchura de la región de vaciamiento es mayor.

3.4.1 Mecanismos de conducción de una unión PN

Una unión PN está en directa cuando la tensión entre la zona p y la n es positiva, circunstancia en la que se permite el paso de una gran cantidad de corriente. Se encontrará en inversa en caso contrario y la corriente será prácticamente nula. El comportamiento eléctrico de esta estructura se modela aceptando que se superponen varios mecanismos, que se detallan a continuación:

A) Difusión de portadores: Este es el principal mecanismo de conducción de una unión PN. Al aplicar una tensión positiva a la unión, las bandas de la zona p se desplazan hacia abajo y las de la zona n hacia arriba. De esta manera, la tensión de contacto efectiva es $(V_{BI})^{EF} = V_{BI} - V$, siendo V la tensión positiva aplicada desde el exterior. La barrera que impedía la difusión de portadores desde una región a la otra es menor que las de una unión PN sin polarizar. Es perfectamente posible que las posiciones de las bandas se igualen o que, incluso, las bandas de la zona p estén por debajo de las de la zona n . En este caso, no hay nada que pueda impedir la difusión de portadores de una zona a la otra. Se puede demostrar que la corriente eléctrica resultante es:

$$I_{DIF} = I_S \left[\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.5)$$

Donde V_T es la tensión térmica equivalente e I_S se conoce como “*corriente de saturación inversa*” y su valor depende de la geometría del diodo. Se dice que un diodo es *largo* si $L_X \ll W_X$, siendo W_X la distancia entre la unión y el contacto óhmico adyacente de la unión (Fig. 3.6) y L_X , llamado *longitud de Debye*, se calcula como:

$$L_X = \sqrt{D_X \cdot \tau_X} \quad (3.6)$$

τ_X es la vida media, bien de los huecos, bien de los electrones, y D_X la constante de difusión, relacionada con la movilidad de los portadores por la relación de Einstein, $D_X = V_T \mu_X$. En cambio, se dice que es *corto* si $L_X \gg W_X$. En el caso de que el diodo sea largo, se cumple que:

$$I_S = e \cdot A \cdot n_i^2 \cdot \left[\frac{D_N}{L_N \cdot N_A} + \frac{D_P}{L_P \cdot N_D} \right] = e \cdot A \cdot n_i^2 \cdot \left[\frac{\sqrt{D_N}}{\sqrt{\tau_N} \cdot N_A} + \frac{\sqrt{D_P}}{\sqrt{\tau_P} \cdot N_D} \right] \quad (3.7)$$

La única nueva magnitud que se ha introducido es el área total de la unión, A . El resto de ellas ya han sido definidas anteriormente. La expresión central de la igualdad es la usual de este parámetro, siendo ésta la que suele encontrarse en la literatura. En el tercer miembro, se ha preferido eliminar la longitud de Debye para expresar I_S en función de los tiempos de vida media de los portadores minoritarios.

Si el diodo es corto, la corriente de difusión es:

$$I_S = e \cdot A \cdot n_i^2 \cdot \left[\frac{D_N}{W_P \cdot N_A} + \frac{D_P}{W_N \cdot N_D} \right] \quad (3.8)$$

Como puede apreciarse, en estos diodos no existe dependencia del tiempo de vida media de los portadores, hecho que tendrá especial importancia al estudiar los efectos de la radiación sobre ellos.

Por otra parte, cuando el valor de V es muy alto, las ecuaciones anteriores dejan de ser válidas al explicar el mecanismo de difusión. La causa está en que se consideró que el número de portadores minoritarios difundidos en las distintas zonas del diodo era mucho menor que el de

mayoritarios. Cuando la corriente es muy elevada, esto deja de ser cierto. Aparecen los *efectos de alta inyección*, cuya consecuencia inmediata es que la corriente de difusión deja de ser proporcional a $\exp(V/V_T)$ para serlo a $\exp(V/2 \cdot V_T)$ en esta zona de trabajo.

B) Recombinación en la zona de vaciamiento: La descripción del mecanismo de difusión emplea como premisa que la totalidad de los portadores atraviesan la zona de vaciamiento sin que se produzca ninguna recombinación al cruzarse portadores de distinto signo. Sin embargo, esto no es cierto puesto que es posible que haya pares de portadores que se recombinen en la zona de vaciamiento. Para compensar esta pérdida de portadores, la corriente que atraviesa una unión PN sometida a una tensión V debe ser mayor al valor de I_{DIF} contenido en (3.5).

Este exceso de corriente se puede modelar como una corriente adicional, superpuesta a la de difusión, llamada de “*generación-recombinación*”, I_{R-G} , que se puede calcular como:

$$I_{R-G} = I_{R-G,0} \left[\exp\left(\frac{V}{2 \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.9)$$

$$I_{R-G,0} = \frac{e \cdot n_i \cdot W \cdot A}{\tau_n + \tau_p} \quad (3.10)$$

Debe observarse que existe una dependencia del tiempo de vida media de los portadores minoritarios. A diferencia de (3.5), el coeficiente que divide a V es $2 \cdot V_T$ por lo que su importancia aumenta a medida que disminuye la tensión aplicada. En el silicio y el arseniuro de galio, el valor de $I_{R-G,0}$ es mucho mayor que I_S y esta corriente domina sobre la de difusión a bajas tensiones. En cambio, esto no ocurre en el germanio.

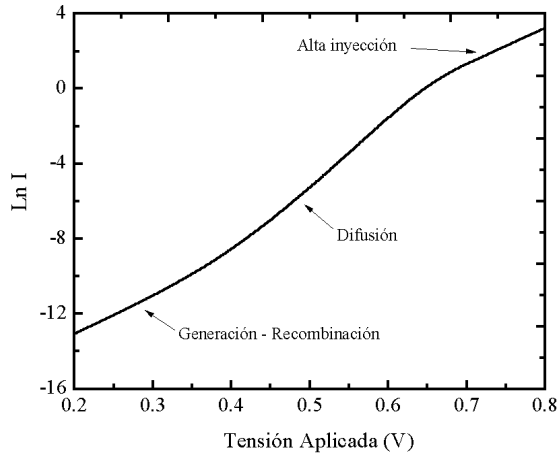


Fig. 3.8: Zonas de funcionamiento de una unión PN.

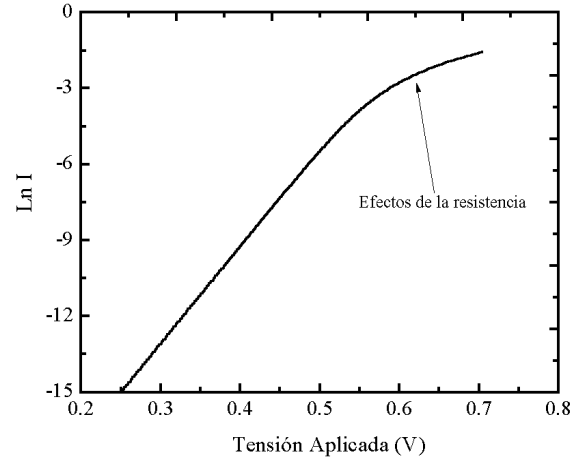


Fig. 3.9: Efecto de la resistencia en un diodo

Fig. 3.8 muestra las distintas regiones de un diodo. Como se ha visto, la conducción en un diodo se lleva a cabo por mecanismos que tienen en común que la corriente es proporcional a $\exp(V/k \cdot VT)$, siendo $k = 1, 2$. En la mayor parte de los diodos no se puede saber qué corriente predomina ni el rango de tensiones en que lo hace. Por esta causa, se suele utilizar la siguiente aproximación experimental:

$$I_S = I_{S0} \cdot \exp\left(\frac{V}{m \cdot V_T}\right), \quad 1 < m < 2 \quad (3.11)$$

siendo m el coeficiente de idealidad del diodo. Si $m \approx 1$, el diodo es prácticamente ideal y predominan las corrientes de difusión. En caso contrario, $m \approx 2$ y predominan las corrientes de recombinación.

Por otro lado, es necesario tener en cuenta que en las partes del diodo entre la zona de vaciamiento y en los contactos, el transporte de corriente se realiza por arrastre y no por difusión. Por tanto, en estas regiones se producirán caídas de tensión de origen óhmico que se modelarán como resistencias parásitas en serie cuyo valor depende del semiconductor y del propósito del diodo. Fig. 3.9 muestra el efecto que produce esta resistencia en la característica V-I del diodo.

C) Conducción en inversa en una unión PN: Un diodo no sólo puede conducir cuando se aplica una tensión positiva entre la zona p y la n sino que también lo hace si ésta es negativa. Hay que reseñar que los mecanismos de difusión siguen funcionando con tensiones negativa. Prueba de ello es el hecho de que (3.5) no tiende a 0 cuando $V \rightarrow -\infty$, sino a $-I_S$.

Excepto en el caso del germanio, la importancia de la corriente de difusión es menor que la componente de generación. La corriente de generación aparece en una unión PN inversamente polarizada cuando se crea espontáneamente por agitación térmica un par electrón-hueco. En caso de que no hubiese campo eléctrico aplicado, el par se recombinaría pero, dado que el campo existe, el electrón y el hueco son arrastrados en direcciones opuestas. Se puede demostrar que este fenómeno se traduce en la aparición de una corriente $-I_G$ cuyo valor coincide con (3.10). Por esta causa, las corrientes de recombinación en directa y de generación en inversa se agrupan en la misma expresión I_{R-G} cuyo valor es (3.9)-(3.10).

Sin embargo, hay que tener en cuenta un hecho significativo. En primer lugar, $I_{R-G,0}$ depende de la anchura de la unión W . El valor de W se recoge en (3.4) y en él se observa una dependencia de la tensión aplicada $-V$. Por tanto, la corriente de generación depende de la tensión inversa aplicada. En primera aproximación, la unión PN puede linealizarse en torno a $-V_0$ y modelarse como el paralelo de una fuente de corriente $I_{R-G,0}(-V_0)$ y una resistencia de valor $\partial I_{R-G,0} / \partial V \big|_{V=-V_0}$.

3.4.2 Rupturas por efecto Zener y por avalancha

Las corrientes descritas en ap. 3.4.1.c son, en general, muy pequeñas pero existen mecanismos que permiten que una gran corriente atraviese un diodo polarizado en inversa. Son los *fenómenos de ruptura*, de los que los más importantes son la *ruptura por avalancha* y la *ruptura Zener*.

La *ruptura por avalancha* se produce cuando el campo eléctrico en la zona de vaciamiento es tan intenso que arranca electrones que se encontraban ligados a los átomos de la red cristalina. El campo límite se denomina “campo eléctrico de ruptura”, E_{BR} , y es propio de cada material. Se puede demostrar fácilmente que la tensión de ruptura, V_{BR} , es:

$$V_{BR} \approx \frac{2 \cdot \epsilon_s \cdot E_{BR}^2}{e} \cdot (N_D^{-1} + N_A^{-1}) \quad (3.12)$$

Siendo ϵ_s la constante dieléctrica del semiconductor y N_X los dopados de las dos partes de la unión PN. Para el cálculo de V_{BR} , fue necesario suponer que $V_{BR} \gg V_{BI}$. Por otra parte, el campo de ruptura depende de la anchura de la zona de vaciamiento y ésta es función del dopado. Por tanto, la relación entre la tensión de ruptura y el dopado del diodo es más compleja que lo que marca (3.12). Además, las uniones no suelen ser abruptas. Por esta causa, se suele utilizar la siguiente relación experimental:

$$V_{BR} \approx 60 \cdot \left(\frac{E_G}{1.1} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{N_X}{10^{16}} \right)^{-3/4} \quad (3.13)$$

siendo E_G el ancho de la banda prohibida y N_X la concentración de impurezas de la zona menos dopada de la unión. La ruptura no es repentina sino gradual, sea cual sea el mecanismo de ruptura. Un diodo comienza a conducir incluso cuando no se ha alcanzado la tensión de ruptura y alcanza el máximo de corriente cuando se llega a este valor. Para describir este comportamiento, se utiliza la siguiente relación experimental:

$$|I| = \frac{I_{BR}}{1 - \left[\frac{|V|}{V_{BR}} \right]^{m_{BR}}}, \quad V < 0 \quad (3.14)$$

En esta expresión, m_{BR} es un número mayor que 3 y menor que 6 e I_{BR} es una constante de proporcionalidad. Como se puede apreciar, $|I| \rightarrow \infty$ cuando $V \rightarrow V_{BR}$.

La *ruptura Zener* o por efecto túnel se produce en diodos que han sido dopados tan fuertemente que la banda de conducción de la zona n y la de valencia de la zona p se encuentran a la misma altura. En este caso, la zona de vaciamiento, inversamente proporcional al dopado, es muy estrecha y existe la posibilidad de que los electrones de la zona n salten la barrera de energía por efecto túnel y que accedan a la banda de valencia de la zona p . El estudio de este fenómeno es más complejo que el de avalancha y requiere un estudio mecánico-cuántico. El resultado de este estudio es que la probabilidad de que un electrón atravesase la barrera de potencial es proporcional a:

$$\exp \left\{ -\frac{8\pi}{3} \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot m^*}}{e \cdot F \cdot h} \cdot E_G^{3/2} \right\} \quad (3.15)$$

donde F es el campo eléctrico en la zona de vaciamiento, m^* la masa efectiva del electrón en la banda de conducción y h la constante de Planck. F puede expresarse en función de la tensión aplicada y de la anchura de la zona de vaciamiento (3.4). Como se puede apreciar, la expresión resultante es extremadamente compleja.

Ambos fenómenos de ruptura no son en absoluto excluyentes. En general, en los diodos en que la tensión de ruptura esté por debajo de $4 \cdot E_G$ (siendo E_G la anchura de la banda prohibida), la

ruptura se ha producido por efecto túnel. Si aparece por encima de $6 \cdot E_G$, el fenómeno predominante es la ruptura por avalancha. Si se encuentra entre estos dos valores, ambos fenómenos están coexistiendo.

La tensión de ruptura por avalancha crece con la temperatura y la de ruptura Zener disminuye con ella. En el primer caso, las vibraciones de la red cristalina frenan los electrones arrancados y evitan la multiplicación de portadores. En cambio, en el segundo, una mayor temperatura permite que una mayor cantidad de electrones atraviesen la barrera de potencial. Esta disparidad del comportamiento hace muy interesantes los diodos que rompen entre $4 \cdot E_G$ y $6 \cdot E_G$ ya que, al coexistir los dos fenómenos, se puede anular la dependencia de la tensión de ruptura respecto a la temperatura.

3.4.3 Comportamiento en frecuencia de una unión PN

El comportamiento en frecuencia de un diodo viene marcado por la existencia de dos capacidades: Capacidad de unión en inversa, C_J , y capacidad de difusión, C_D . La primera determina la respuesta del diodo cuando está polarizado en inversa y la segunda cuando está en directa.

La zona de vaciamiento de un diodo polarizado en inversa es un lugar donde hay una separación de carga eléctrica positiva y negativa. Por tanto, el origen de la capacidad asociada es similar a la de un condensador convencional. Sin embargo, en una unión PN las cargas están distribuidas en todo el volumen de la zona de unión y no sólo en las superficies metálicas que delimitan el condensador real. Por otra parte, la anchura de un condensador normal es constante, hecho que no ocurre en una unión polarizada en inversa, en la que la zona de vaciamiento se estrecha o ensancha en función de la tensión aplicada. Todo esto implica que la capacidad de unión no es constante sino que depende de la tensión aplicada. En el caso de una unión abrupta, se puede demostrar que:

$$C_{J,0} = \frac{\epsilon_s \cdot A}{W} = \frac{A \cdot \sqrt{\epsilon_s \cdot e}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{V_{BI} - V} \cdot \sqrt{N_A^{-1} + N_D^{-1}}} \quad (3.16)$$

El origen de la capacidad de difusión, C_D , es distinto. Aparece cuando el diodo se encuentra polarizado en directa y es causado por los portadores minoritarios que se han difundido en el diodo más allá de la región de vaciamiento. El número de cargas y su distribución espacial es función de la tensión aplicada en la unión por lo que toda variación de la tensión conlleva una variación de la carga acumulada. Por tanto, el comportamiento de un diodo es similar al de una capacidad cuyo valor es:

$$C_D = \frac{I_{DIF} \cdot \tau_X}{2 \cdot V_T} \quad (3.17)$$

Siendo τ_X la suma de los tiempos de vida media de los portadores minoritarios e I_{DIF} la componente de corriente originada por difusión de portadores. En un diodo ideal, $I = I_{DIF}$ pero,

en uno real, $I > I_{DIF}$ a causa de la presencia de las corrientes de generación-recombinación. En cualquier caso, esta capacidad es función de la tensión aplicada.

3.4.4 Efectos del daño por desplazamiento en las uniones PN

En el primer capítulo se mostró que los semiconductores sufrían los siguientes efectos al sufrir daño por desplazamiento:

- a) Disminución del tiempo de vida media de portadores minoritarios
- b) Eliminación de portadores
- c) Inversión $n \rightarrow p$
- d) Aumento de la resistividad

Tras repasar la exposición teórica anterior, se descubre que prácticamente todos los parámetros físicos van a ser afectados. Sin embargo, *la degradación predominante es producida por la disminución del tiempo de vida media de los portadores minoritarios*. La causa está en que el valor de este parámetro es del orden de 10^{-6} - 10^{-8} s en el silicio por lo que, aplicando (2.3), y tomando $K_\tau = 1.5 \cdot 10^5 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}/\text{s}$, se concluye que es necesario una dosis de neutrones del orden de 10^{11} - 10^{13} para reducir el tiempo a la mitad del inicial. En cambio, si el dopado es del orden de 10^{15} cm^{-2} , se necesita una dosis del orden de $10^{16} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ para reducir el número de portadores a la mitad, como puede deducirse de (2.7) y (2.8). En general, la eliminación de portadores sólo es importante en diodos muy poco dopados, como los diodos de potencia y los detectores de partículas [RD483], en los que se puede producir incluso inversión $n \rightarrow p$.

Entre los parámetros más afectados por la disminución de la vida media de los portadores minoritarios, destacan los valores de la corrientes de difusión y la de recombinación, cuyo valor se encuentra en (3.5), (3.6) y (3.8). Se puede comprobar que, según la geometría del diodo, o bien la corriente de difusión es proporcional a $\tau^{1/2}$, o bien no tiene dependencia y que, en cambio, la corriente de recombinación es proporcional a τ^l . Una consecuencia inmediata es que I_S e $I_{G-R,0}$ aumentan por lo que *la corriente de fuga de un diodo polarizado en inversa debe aumentar considerablemente al sufrir daño por desplazamiento*.

Una consecuencia secundaria de este hecho es la *disminución de la caída de la tensión en directa de un diodo a bajas corrientes*. En estas condiciones, la caída de tensión en las resistencias parásitas es despreciable. Imaginemos que la caída de tensión en un diodo no irradiado es V_0 cuando lo atraviesa una corriente I_0 . Cuando se ha irradiado el diodo, la caída en tensión es entonces V_F cuando lo atraviesa idéntica corriente. Centrémonos en el caso de un diodo largo, que es un caso intermedio de dependencia con τ . Se va a cumplir que:

$$I_0 = I_{S,0} \cdot \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) = I_{S,F} \cdot \exp\left(\frac{V_F}{V_T}\right) \quad (3.18)$$

siendo $I_{S,0}$ e $I_{S,F}$ las corrientes de saturación inversa antes y después de la irradiación. Debido a que $I_{S,F} > I_{S,0}$ por el crecimiento de τ , es necesario que $V_F < V_0$ para que se siga manteniendo la igualdad. Este razonamiento es aplicable a todo diodo excepto a los cortos. Sin embargo, en estos diodos coexisten la corriente de difusión y la de generación-recombinación por lo que incluso en ellos se debe esperar el resultado deducido anteriormente.

Por otra parte, se puede comprobar que *el crecimiento de la corriente de generación-recombinación es superior al de la corriente de difusión*. Por ejemplo, si $\tau = 10^{-7}$ s, el diodo es largo y $\Phi = 10^{14}$ n·cm⁻² y se combinan (3.6) y (3.8) con la ley de Messenger-Spratt (2.3), se descubre que la constante $I_{S,0}$ es alrededor de 9 veces superior a la inicial pero la corriente de recombinación, $I_{R-G,0}$ es 77 veces la inicial. En definitiva, en una unión PN se produce un incremento de las corrientes de recombinación frente a las de difusión al sufrir daño por desplazamiento.

Apliquemos este hecho a un caso en particular. Imaginemos un diodo que tiene como valores de $I_{S,0} = 8.55 \cdot 10^{-15}$ A e $I_{R-G,0} = 9.69 \cdot 10^{-11}$ A. En este caso, la corriente que atraviesa el diodo es 100 μ A a 0.6 V, atribuyendo el 90 % de esta cantidad a mecanismos de difusión y el 10% restante al proceso de generación-recombinación. El diodo es irradiado y sufre los incrementos calculados en el párrafo anterior. Ahora, la corriente y sus proporciones han cambiado: La corriente total es 157.52 μ A, mayor que la inicial y sólo un 51.4 % fluye por difusión en tanto que el 48.6 % restante lo hace por el otro mecanismo.

Esto nos hace ver que el diodo se va alejando poco a poco de la idealidad. Por esta causa, se debe esperar un *incremento del coeficiente de idealidad m* a causa de la importancia creciente de las corrientes de generación-recombinación.

Los demás parámetros importantes de una unión PN no dependen del tiempo de vida media de los portadores minoritarios. Las variaciones que se produzcan en ellos estarán relacionados con otros fenómenos asociados al daño por desplazamiento. El parámetro cuyo estudio es más sencillo es la resistencia parásita en serie, que está relacionada con el incremento de la resistividad del semiconductor fuera de la zona de vaciamiento. Dado que la resistividad de todo semiconductor se incrementa, se deduce de forma inmediata que *las resistencias parásitas de una unión PN van a crecer con la radiación*.

Otro parámetro importante que no depende del tiempo de vida media de los portadores minoritarios es la tensión de ruptura, tanto por avalancha como por efecto túnel. En el caso de ruptura por avalancha, el estudio matemático es sencillo recurriendo a (3.13) y a alguna ecuación que relacione el dopado efectivo del semiconductor con el daño por desplazamiento (2.7-2.8, 2.13-2.14).

Imaginemos una unión PN cuya tensión de ruptura esté marcada por el dopado en la zona n , N_D , que es menor que el de la zona p . El dopado se va a reducir a causa de la radiación de acuerdo con (2.7). Por tanto, la tensión de ruptura es ahora:

$$\begin{aligned}
V_{BR}(\Phi) &= 60 \cdot \left(\frac{E_G}{1.1} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{N_D(\Phi)}{10^{16}} \right)^{-3/4} = \\
&= 60 \cdot \left(\frac{E_G}{1.1} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{N_{D,0} \cdot (1 - M \cdot \Phi)}{10^{16}} \right)^{-3/4} = \\
&= 60 \cdot \left(\frac{E_G}{1.1} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{N_{D,0}}{10^{16}} \right)^{-3/4} \cdot (1 - M \cdot \Phi)^{-3/4} = \\
&= V_{BR,0} \cdot (1 - M \cdot \Phi)^{-3/4}
\end{aligned}$$

siendo $V_{BR,0}$ la tensión de ruptura antes de la irradiación y $M = \frac{K_A}{N_D} + \frac{2 \cdot K_E}{1 + K_E \cdot \Phi}$ un valor

prácticamente constante que marca el descenso del valor del dopado de la zona n . El valor de M es del orden de 10^{-16} o menor por lo que, incluso para una dosis de neutrones del orden de $10^{15} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, $M \cdot \Phi \ll 1$ y entonces:

$$V_{BR}(\Phi) \cong V_{BR,0} \cdot \left(1 + \frac{3}{4} M \cdot \Phi \right) \quad (3.19)$$

Por tanto, *la tensión de ruptura por avalancha se incrementa a causa de la eliminación de portadores* aunque su efecto sólo empezaría a notarse a partir de 10^{15} - $10^{16} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Es un serio inconveniente no disponer de ecuaciones similares para el estudio de la ruptura Zener. Sin embargo, sí pueden predecirse sus efectos de forma cualitativa. Se sabe que la eliminación de portadores incrementaría la anchura de la barrera de potencial, como puede verse en (3.4), por lo que se dificultaría la probabilidad de que los electrones atravesaran la barrera. Por tanto, *la tensión de ruptura Zener se debe incrementar cuando se alcancen valores de fluencia de neutrones muy elevados*.

Finalmente, sólo nos queda estudiar los condensadores asociados a una unión PN. La capacidad de la unión en inversa depende de $(N_A^{-1} + N_D^{-1})^{-1/2}$. Al ser irradiado, el dopado efectivo disminuye por lo que el factor anterior debe crecer. En consecuencia, *la eliminación de portadores incrementaría las capacidades de unión* cuando se alcanzase una dosis suficientemente alta. En cambio, *la capacidad de difusión disminuirá* por dos motivos. En primer lugar, la reducción de la vida media de los portadores minoritarios. En segundo, por la disminución de las corrientes de difusión a causa del crecimiento de las corrientes de recombinación.

3.4.5 Efectos de la radiación ionizante en las uniones PN

En general, las uniones PN son bastante resistentes a la radiación ionizante. Los dos únicos efectos que se pueden reseñar son el incremento de la corriente de superficie, aumento de la región de recombinación y la corriente de fuga ocasionada por efecto fotoeléctrico.

La *corriente de superficie* se origina por la acumulación de cargas en el óxido de protección. Una estructura tridimensional de un diodo fue mostrada en fig. 3.5 aunque, en otros casos, los dos terminales se encuentran en la misma superficie. En estas uniones, la zona de

contacto se encuentra recubierta por el óxido epitaxial de protección. La acumulación de carga positiva en este dieléctrico atrae electrones hacia la superficie con lo que se crea un canal entre la región n y el terminal metálico de la unión p , similar al que permite el funcionamiento de un NMOS. Este canal se ha modelado experimentalmente como una nueva componente de la corriente de diodo cuya expresión sería [Giu01]:

$$I_s = I_{s,0} \cdot \exp\left(\frac{V}{\eta \cdot V_T}\right), \quad \eta > 2 \quad (3.19)$$

Sin embargo, la corriente anteriormente definida es particularmente importante en el caso de que la irradiación no supere los 100 Gy. Si la dosis total es mayor, el óxido de protección se satura de cargas positivas por lo que la concentración de electrones atraídos por unidad de superficie no puede rebasar un valor máximo.

Las cargas positivas se desplazan hacia la interfaz Si-SiO₂ y crean nuevos estados de interfaz que atrapan electrones. En esta nueva situación, las cargas libres son rechazadas lejos de la superficie de contacto entre el óxido y el semiconductor con lo que aumentará el volumen de la región de vaciamiento en la unión PN. Por este caso, se produce un *aumento de la corriente de generación-recombinación* en el diodo, similar a (3.7). En un rango de dosis total intermedia, esta corriente de generación-recombinación y la provocada por la creación de un canal parásito en el óxido pueden coexistir. Este hecho ha sido probado experimentalmente y se han desarrollado métodos para descubrir la proporción de ambas corrientes [Kos93].

Estas nuevas componentes de corriente tiene el mismo efecto que la producida por la aparición de centros de recombinación en el sustrato del diodo. Por tanto, los resultados deducidos en el apartado anterior son aplicables a los diodos que han sido sometidos a radiación ionizante. Se espera un *aumento de las corrientes de fuga y un crecimiento del coeficiente de idealidad*, que puede ser incluso superior a 2.

La corriente de fuga que aparece por efecto fotoeléctrico se muestra en (2.19). Si se añade a la característica V-I de una unión PN se obtiene:

$$I = -e \cdot A \cdot W \cdot g \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} + I_{DIF,0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) - 1 \right] + I_{G-R,0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{2 \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.20)$$

Se han sumado las corrientes de difusión, de generación-recombinación y de efecto fotoeléctrico. A es la superficie de la unión, W la anchura de la zona de vaciamiento, g el número de pares creados por Gy y γ la dosis total de radiación ionizante. Esta corriente es importante si la dosis de radiación ionizante es alta y puede predominar cuando el diodo está polarizado en inversa.

3.5 Efectos de la radiación en una unión Schottky

Una unión Schottky es una unión entre un metal y un semiconductor. El carácter de esta unión puede ser rectificador, similar al de una unión PN, o bien resistivo, dependiendo de la

relación que exista entre los parámetros del metal y el semiconductor. El comportamiento teórico de una unión Schottky que se esboza ha sido extraído de [Tya91, Nea92, Neu89].

3.5.1 Características eléctricas de una unión Schottky ideal

En un metal, no existe una banda prohibida y los electrones pueden ocupar el nivel de Fermi en tanto que en un semiconductor los electrones estarán, bien en la banda de valencia, bien en la de conducción.

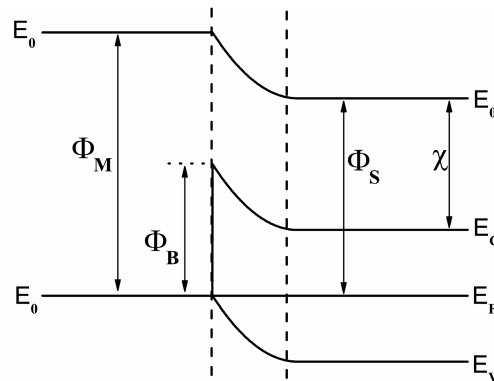


Fig. 3.11: Estructura de bandas de una unión Schottky. Las bandas se han unido de tal manera que el nivel de Fermi es constante en toda la unión. Este hecho fuerza que exista una zona de transición en la que el resto de bandas se comban hasta alcanzar los valores extremos.

Por encima de todos los niveles, se encuentra el nivel de energía del vacío. La diferencia entre este parámetro y el nivel de Fermi, llamada “función trabajo”, Φ_M , es fijo para un metal pero no lo es para un semiconductor pues el nivel de Fermi se desplaza con el dopado y la temperatura. Por ello, es necesario definir un parámetro llamado “afinidad electrónica”, χ , que es la diferencia entre el nivel de vacío y la banda de conducción. Este parámetro es constante para un semiconductor sea cual sea su dopado o temperatura. Cuando se une un metal y un semiconductor, se iguala la posición de los niveles de Fermi y se produce un desplazamiento de las bandas, como se muestra en fig. 3.11. Este combamiento de las bandas conlleva la aparición de un campo eléctrico que elimina portadores de la zona de unión, creando una zona de vaciamiento similar a la que se estudió en la unión PN.

En una unión Schottky, se produce una emisión de electrones desde el metal hacia el semiconductor y viceversa. Para ello, es necesario que la energía cinética de los electrones, originada por agitación térmica, sea suficientemente alta para rebasar la barrera Φ_B podrán saltar hacia la otra zona de la unión.

En el caso de equilibrio, ambos flujos de portadores son iguales en magnitud. Si se aplica una tensión positiva entre el metal y el semiconductor, las bandas del semiconductor se desplazan hacia abajo. La barrera de energía que encuentran los electrones al moverse desde el semiconductor al metal aumenta por lo que un número menor de electrones pueden fluir en esta dirección. Sin embargo, el número de electrones emitidos por el metal no ha variado. En

consecuencia, se establece un desequilibrio en el flujo de electrones de tal forma que aparece una corriente eléctrica neta desde el metal al semiconductor.

En el caso de que la tensión fuese negativa, las bandas del semiconductor se desplazarían hacia arriba por lo que aumenta su capacidad de emitir electrones. La del metal no ha cambiado por lo que, en este caso, la corriente eléctrica fluye desde el semiconductor hacia el metal. Esta corriente va a ser bastante más pequeña que la que aparece en sentido inverso con la misma tensión ya que el número de electrones en la banda de conducción del semiconductor es mucho menor que los que se encuentran en el nivel de Fermi del metal.

Se puede demostrar que la corriente que atraviesa una unión Schottky es gobernada por una expresión similar a la de la unión PN ideal:

$$I = I_{SCH,0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.21)$$

donde $I_{SCH,0}$ es la corriente de saturación inversa de la unión Schottky cuyo valor es:

$$I_{SCH,0} = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k^2}{h^3} \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot \Phi_B}{k \cdot T}\right) = A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot \Phi_B}{k \cdot T}\right) \quad (3.22)$$

siendo k y h las constantes de Boltzmann y Planck, m_e^* la masa efectiva del electrón en la banda de conducción, A la superficie total de la unión, T la temperatura absoluta y $\Phi_B = \Phi_M - \chi$. Normalmente, la primera parte de la expresión suele agruparse en A^* , llamada la *constante de Richardson*.

A diferencia de una unión PN, no existen corrientes de difusión. Por esta causa, la única capacidad que puede encontrarse en una unión Schottky es la capacidad de vaciamiento. En el caso de que el semiconductor esté dopado con donantes, que es lo habitual, el valor de la capacidad es, teóricamente:

$$C_V = A \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_s \cdot N_D}{2 \cdot (V_{BI} - V)}} \Leftrightarrow \frac{1}{C_V^2} = \frac{2}{A^2 \cdot q \cdot \epsilon_s \cdot N_D} (V_{BI} - V) \quad (3.23)$$

3.5.2 No idealidades de una unión Schottky

En toda unión de este tipo aparecen efectos que alejan a este tipo de diodos de la idealidad. Se enumeran a continuación dichos efectos:

A) Existencia de niveles de superficie: La superficie de unión entre el metal y el semiconductor se ha supuesto perfecta. Sin embargo, los átomos exteriores del semiconductor no pueden realizar correctamente el enlace covalente al carecer de compañero para realizar el intercambio. Esto conlleva que aparezca niveles de tensión en el interior de la banda prohibida que tienen como consecuencia que $\Phi_B \neq \Phi_M - \chi$.

B) Presencia de óxido interfacial: Durante el proceso de construcción de la unión Schottky, puede aparecer una finísima capa de óxido entre el metal y el semiconductor. En la

práctica, este efecto produce una variación del valor de Φ_B respecto al calculado teóricamente.

C) Dependencia entre la barrera de potencial y el campo aplicado: Cuando se calculan las características de una unión Schottky, se supone que las cargas del metal se acumulan en su superficie. Esta distribución de cargas crea un campo eléctrico cuyo potencial eléctrico asociado debe sumarse al obtenido directamente por la recolocación de las bandas. Esto tiene como consecuencia que el máximo de la barrera sea algo menor y que se alcance en el interior del semiconductor y no en la interfaz que los separa. Este descenso depende de la tensión aplicada pues de ella depende la densidad de carga acumulada en el metal.

D) Corrientes de generación-recombinación: A semejanza de una unión PN, se supone que los electrones no se recombinan en la región de vaciamiento. Esto no es así por lo que hay que añadir una componente de este tipo, reflejada en las ecuaciones (3.9)-(3.10), a la ecuación (3.21). Sin embargo, esta componente suele ser extraordinariamente baja en comparación con la producida por emisión de electrones.

E) Resistencias parásitas: Antes de llegar a la interfaz, el electrón debe recorrer el semiconductor y, a continuación, el metal. Por tanto, hay que incorporar estas zonas al modelo del diodo. Para ello, se añade una resistencia parásita que es la suma de la resistencia del semiconductor y la del metal.

F) Ruptura en inversa: En caso de que el dopado del semiconductor sea muy intenso, la barrera de potencial puede ser muy estrecha cuando el diodo está polarizado en inversa. En este caso, se puede producir flujo de electrones por efecto túnel. Por otro lado, es posible también que la ruptura se produzca por medio de mecanismos de avalancha. En general, el efecto túnel se produce cuando el dopado del semiconductor es del orden de 10^{17} cm^{-3} .

Por otro lado, una unión Schottky no tiene por qué tener carácter rectificador. Existen casos en los que la unión se comporta como una resistencia no lineal. Esto va a ocurrir cuando $\Phi_B < 0$, puesto que no hay ninguna barrera que impida el flujo de electrones de una parte a otra de la unión. También esto va a pasar también cuando el semiconductor ha sido extremadamente dopado ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) y la barrera de potencial es muy estrecha de tal forma que los electrones pueden atravesarla por efecto túnel cuando la unión se encuentra polarizada en inversa.

3.5.3 Efectos del daño por desplazamiento en uniones Schottky

De (3.22) se deduce que la característica en directa de un diodo está determinado por constantes físicas universales, la temperatura, la masa efectiva del electrón y Φ_B , diferencia entre la energía de electrón libre del metal y la afinidad del semiconductor. No hay ninguna magnitud que se vea afectada por el daño por desplazamiento. Por tanto, sus características en directa no se modificarán apreciablemente cuando la unión sufra daño por desplazamiento.

En cambio, este tipo de radiación puede afectar al diodo por medio de mecanismos de segundo orden. En primer lugar, *las corrientes de generación-recombinación van a aumentar* a causa de la disminución del tiempo de vida media de portadores minoritarios, lo cual conduciría a un aumento del coeficiente de idealidad y a un aumento de las corrientes de fuga. Sin embargo, este efecto es mínimo incluso para dosis del orden de $10^{15} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, tal y como han puesto de relieve ciertos autores [Yu69, Nea72, Bor76]. Por otro lado, se pueden esperar *incrementos en la resistencia serie*, que fueron encontrados por los autores citados.

En algunos diodos de AsGa se produce un fenómeno curioso cuando el diodo está polarizado en inversa. Tal y como se explicó anteriormente, las características del diodo apenas cambiaban en directa y esto puede extenderse al rango de bajas tensiones negativas. En las zonas de tensiones negativas más elevadas, se observó un crecimiento anómalo de las corrientes de fuga [Bor76] que no podía ser explicado por el crecimiento de las corrientes de generación-recombinación. Es necesario recurrir a otros mecanismos para explicar este fenómeno físico. Según Borrego et al, el desorden creciente de la red del semiconductor aumenta el número de los estados de superficie. Estos apenas modifican la altura de la barrera de potencial pero permiten el paso de los electrones desde el metal al semiconductor por medio de efecto túnel. De esta forma se explicaría por qué aparecía este incremento de corriente con altas tensiones negativas.

En cambio, la capacidad del diodo sí se ve afectada por el daño por desplazamiento. En (3.23) se puede comprobar que C^{-2} es proporcional a N_D . La eliminación de portadores conlleva un aumento de la capacidad parásita, que ha sido encontrada por los anteriores autores. Además, la eliminación de portadores calculada a partir de la evolución de la capacidad se corresponde con la calculada experimentalmente por otros métodos y mostrada en (2.2).

3.5.4 Efectos de la radiación ionizante en uniones Schottky

Los cambios que produce este tipo de radiación en las uniones Schottky se deben a la acumulación de carga en el óxido de protección y a la generación de estados de superficie. Estas modificaciones provocan cambios similares a los observados en uniones PN. Se han observado *aumentos en la corrientes de fuga en inversa* a causa de la creación de un canal de fuga y al aumento del tamaño de la zona de vaciamiento de la unión [Yu69]. Por otro lado, es interesante reseñar que la tolerancia de un diodo Schottky puede aumentarse con la geometría adecuada, tal y como se muestra en el trabajo anterior.

3.6 El transistor bipolar

En este apartado va a ser tratado uno de los dispositivos electrónicos más utilizados en electrónica. Un transistor bipolar es un dispositivo formado por tres capas con dopados alternos y cada una de ellas tiene un contacto metálico que permite variar las tensiones a las que se encuentran. Los transistores pueden ser de tipo NPN o PNP y su estructura final depende de la tecnología de construcción. El comportamiento teórico del transistor bipolar ha sido extraído de algunos textos sobradamente conocidos, como [Tya91, Nea92, Neu89, Sze81, Sze85]. Otros resultados relacionados con el efecto de la radiación se obtuvieron de otras obras, que se reseñarán en el punto donde se haya necesitado su utilización.

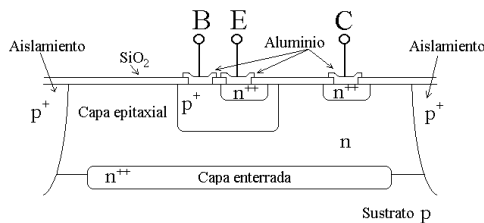


Fig. 3.12: Estructura de un transistor NPN. Los terminales B, C, E son la base, el colector y el emisor. Capas adicionales para aislar el transistor del resto de dispositivos del chip o evitan la creación de zonas de vaciamiento en el colector.

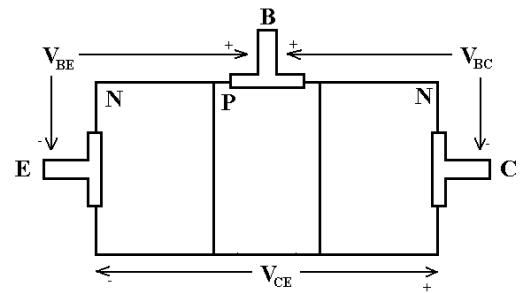


Fig. 3.13: Estructura de un transistor NPN ideal así como las tensiones que se pueden definir en él.

Fig. 3.12 se muestra la estructura de un transistor NPN construido en tecnología planar. En él se distinguen tres zonas: *Emisor*, *Base* y *Colector*. El emisor y el colector están dopados de la misma forma aunque la concentración de impurezas es muy distinta. El emisor puede llegar a tener una concentración de impurezas de 10^{18} - 10^{19} cm^{-3} en tanto que la del colector no supera el valor de 10^{14} - 10^{15} cm^{-3} . Ambas zonas están separadas por una estrecha franja con dopado opuesto, que se denomina base. El dopado de esta zona es del orden de 10^{16} - 10^{17} cm^{-3} . La finalidad de dopados tan distintos se justificará a continuación. Por último, todo el sistema está recubierto con una capa de óxido epitaxial de anchura variable, cuya única función es proteger el transistor del exterior.

3.6.1 Teoría de funcionamiento de un transistor bipolar ideal

El funcionamiento de un transistor depende de la relación que exista entre las diferencias de tensión entre la base y el emisor y entre la base y el colector. Estas tensiones se denominan V_{BE} y V_{BC} . Fig. 3.13 muestra la estructura idealizada de un transistor NPN así como las tensiones anteriormente definidas.

Imaginemos en primer lugar que $V_{BE} < 0$ y $V_{BC} < 0$. En este caso, las dos uniones PN están inversamente polarizadas y sólo las corrientes de fuga de estas uniones pueden circular a través del transistor. Esta situación se denomina “*corte*”.

Una situación se produce cuando el $V_{BE} > 0$ y $V_{BC} < 0$, que es el caso llamado de “*zona activa directa (Z.A.D.)*”. La unión BE conduce como una unión PN directamente polarizada y se va a producir un fenómeno de vital importancia en la unión BC. La corriente BE consiste en la

suma de dos componentes: Por un lado, la corriente de huecos inyectados por la base en el emisor (I_{EP}) y, por otro, la corriente de electrones que pasan del emisor a la base (I_{EN}). La corriente de emisor I_E se calcula como $I_E = I_{EP} + I_{EN}$.

La base de los transistores bipolares es muy estrecha para que sea menor que la longitud de difusión de portadores minoritarios. Por este motivo, una gran parte de los electrones procedentes del emisor llegan a la unión BC y son arrastrados por el intenso campo eléctrico que existe en esta unión inversamente polarizada. Una vez en el colector, los electrones dejan de ser portadores minoritarios al ser una zona tipo n y saldrían del transistor a través del terminal de colector. Este flujo de electrones equivale a una corriente eléctrica que entra en el colector y que se representa como I_{CN} . Por otro lado, hay que tener en cuenta que sigue existiendo una difusión de huecos desde el colector, donde son portadores minoritarios, hacia la base. Esta nueva corriente se denomina I_{CP} . La corriente total de colector I_C es la suma de ambas componentes.

El valor de la corriente de base se puede calcular a través de las leyes de Kirchhoff, ya que $I_B + I_C + I_E = 0$. Se acepta que una corriente es positiva si entra en el transistor y negativa si sale de él.

TABLA 3.1: PARÁMETROS DEFINIDOS EN UN TRANSISTOR NPN EN Z.A.D.

Símbolo	Denominación	Definición	Valor ideal	Valor Real
α	Ganancia de corriente en base común	$\frac{I_{nC}}{I_E}$	1	$\frac{\gamma \alpha_T}{1 - \left(\frac{V_{CB}}{V_{BR}} \right)^m}$
γ	Factor de eficiencia de inyección del emisor	$\frac{I_{nE}}{I_E}$	1	$\frac{1}{1 + \frac{N_{A,B} \cdot D_E \cdot W_B}{N_{D,E} \cdot D_B \cdot W_E}}$
α_T	Factor de transporte en la base	$\frac{I_{nC}}{I_{nE}}$	1	$\approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{W_B^2}{L_B^2}$
β	Ganancia en corriente	$\frac{I_C}{I_B}$	∞	$\approx 2 \cdot \frac{L_B^2}{W_B^2}$

En un transistor en ZAD, se pueden definir los parámetros mostrados en la tabla 3.1. Estos parámetros relacionan entre sí las distintas corrientes y se pueden calcular de las características físicas de los transistores, como W_B y W_E , que son las anchuras de base y emisor, L_B , la longitud de difusión de portadores minoritarios en la base, $N_{A,B}$ y $N_{D,E}$, las concentraciones de impurezas aceptoras o donadoras en la base y el emisor, V_{CB} , la tensión entre el colector y la base y V_{BR} y m parámetros relacionados con la ruptura de la unión BC, que se definen en (3.14).

También es posible definir la corriente de colector en función de la corriente que atraviesa el emisor. En este caso, es necesario definir un nuevo parámetro, llamado *ganancia en corriente en base común*, α_0 , definido como:

$$\alpha_0 = \frac{I_C}{I_E} \quad (3.24)$$

Y que se puede calcular como:

$$\alpha_0 = \frac{\beta}{\beta + 1} \quad (3.25)$$

Esta relación se obtiene recordando que $I_C = \beta I_B = \alpha I_E$ y que $I_B + I_C + I_E = 0$. En el caso de que $V_{BE} < 0$ y $V_{BC} > 0$, se intercambiarían los roles de emisor y colector y nos encontraríamos en “zona activa inversa”. Sin embargo, este caso no suele ser interesante pues la construcción de los transistores se realiza para mejorar las características del transistor en Z.A.D.

El último caso que se plantea es $V_{BE} > 0$ y $V_{BC} > 0$. En este caso, ambas uniones están conduciendo y se produce el efecto transistor en las uniones BE y BC.

A la hora de estudiar el comportamiento eléctrico de un transistor NPN, se suele utilizar el modelo Ebers-Moll, que se representa en fig. 3.14a. Un caso especialmente interesante de este modelo se representa en fig. 3.14b, que es el transistor en Z.A.D.

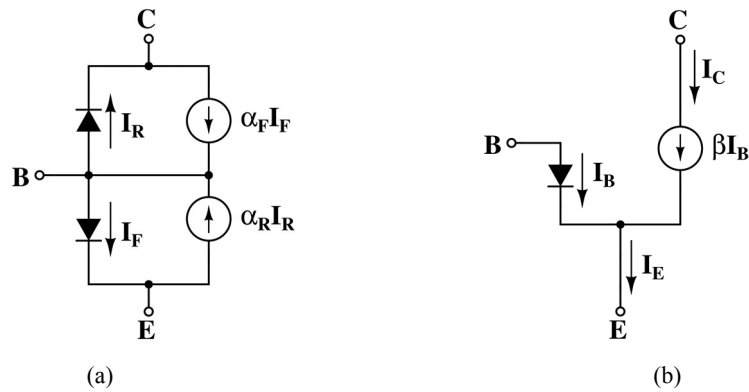


Fig. 3.14: Modelo Ebers-Moll completo de un transistor bipolar NPN (a). En la segunda figura, se ha representado el modelo simplificado en zona activa directa (b).

Por último, hay que reseñar que el razonamiento anterior también puede utilizarse para describir un transistor PNP. En estos transistores, los huecos desempeñan el papel de los electrones en el NPN y viceversa. Asimismo, hay que tener en cuenta que las uniones PN se encuentran en sentido inverso a las del transistor PNP por lo que las cuatro zonas de trabajo de los transistores se determinan con las tensiones V_{CB} y V_{EB} .

3.6.2 No idealidades presentes en un transistor bipolar

En el apartado anterior, se ha realizado un resumen de la teoría de funcionamiento de un transistor bipolar ideal. Sin embargo, en un transistor real aparecen otros fenómenos que deben ser tenidos en cuenta. Estos efectos tienen que ver con la no idealidad de las uniones PN, las resistencias parásitas, etc. A continuación se presentan los efectos observados en transistores reales.

A) Corrientes de Generación-Recombinación: En el estudio anterior se supuso que la unión BE era ideal aunque existen corrientes de generación-recombinación, tal y como ocurre en un

diodo real. La corriente de base va a tener dos componentes: la de difusión y la de generación-recombinación. Esta última participa en el incremento de la corriente de colector.

A causa de esto, la ganancia real del transistor va a ser menor que la ideal. Por esta causa, se suele definir un nuevo parámetro, llamado h_{FE} , que simboliza la ganancia real en corriente. Se va a cumplir que $I_B = I_{D,B} + I_{G-R,B}$ y que $I_C = \beta I_{D,B}$. Por tanto:

$$\frac{1}{h_{FE}} = \frac{I_B}{I_C} = \frac{I_{D,B} + I_{G-R,B}}{I_C} = \frac{1}{\beta} + \frac{I_{G-R,B}}{I_C} = \frac{1}{\beta} + \frac{I_{G-R,B}}{\beta I_{D,B}} \quad (3.26)$$

Debe quedar claro que β sería la ganancia teórica del transistor si no existiesen corrientes de generación-recombinación. En cambio, h_{FE} es la ganancia real en corriente del transistor. Es importante recalcar este punto pues algunos textos no distinguen entre ellos o intercambian las denominaciones. Como se puede ver, la ganancia real en corriente es menor que la ideal.

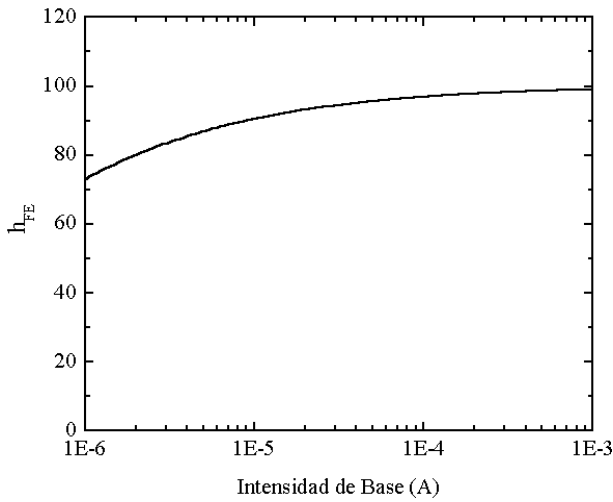


Fig. 3.15: Ganancia en corriente de un transistor bipolar con corrientes de generación-recombinación en la unión BE.

Por otro lado, hay que recordar que $I_{D,B} \propto \exp(V_{BE}/V_T)$ pero, en cambio, se cumple que $I_{G-R,B} \propto \exp(V_{BE}/2 \cdot V_T)$. Por tanto, la relación que existe entre ellas no es constante sino que depende de la tensión BE y, por tanto, de la intensidad de base I_B . Fig. 3.15 muestra la ganancia de un transistor en función de este parámetro. Nominalmente, la ganancia es 100 pero la ganancia real es mucho menor cuando la corriente de base es pequeña. La causa está en que la corriente de generación-recombinación es comparable a la de difusión en este rango de valores. A medida que aumenta la corriente de base, la

componente de difusión comienza a predominar y, en el caso de que la corriente de base sea bastante alta, la corriente de generación-recombinación es despreciable frente a la otra componente y el transistor se aproxima a la idealidad.

Es comúnmente aceptado que la relación entre la ganancia y la intensidad de colector puede ajustarse de forma experimental a una curva de la forma:

$$h_{FE} = A + B \cdot \ln(I_C) + C \cdot (\ln(I_C))^2 \quad (3.27)$$

Esta expresión ha sido utilizada por diversos autores para estudiar la degradación de h_{FE} en función de la radiación [p. e., Dor99]. La corriente de generación-recombinación puede producirse en la zona de vaciamiento de la unión o bien a causa de los estados superficiales creados en la interfaz con el óxido de protección. Es importante recordar esto puesto que la radiación va a reducir el valor de la ganancia a causa del incremento de las corrientes de generación-recombinación, aunque el origen es diferente según el tipo de radiación.

B) Efectos de Alta Inyección: Si las corrientes que atraviesan el transistor son muy altas, la concentración de portadores minoritarios inyectados en la base puede ser comparable a la de mayoritarios y la eficiencia del emisor disminuye. En consecuencia, la ganancia en corriente del transistor decrece cuando la corriente de colector es muy alta.

C) Modulación de la Anchura de Base. Efecto Early: Se ha supuesto que la anchura de la base es constante. Sin embargo, parte de la base estará libre de portadores a causa de la unión BC, que estará inversamente polarizada. Esto hace que la longitud efectiva de la base sea menor y que su valor dependa del valor de la tensión entre la base y el colector. Si la anchura original de la base es W_B y el dopado de la base, $N_{A,B}$, es mucho mayor que el de colector, $N_{D,C}$, se verifica que la anchura efectiva es [Sze81, Tya91]:

$$W_B^{Ef} = W_B - \left[\frac{2 \cdot \epsilon_S}{q \cdot N_{A,B}} \cdot (V_{BI} - V_{BC}) \right]^{1/2} \quad (3.28)$$

Para ello, se ha utilizado (3.4) y se ha despreciado el dopado de la base al ser mucho mayor que el de colector. La consecuencia más inmediata de este resultado es que la ganancia en corriente de un transistor bipolar es:

$$\beta_{Ef} = 2 \cdot \frac{L_B^2}{(W_B^{Ef})^2} = 2 \cdot \frac{L_B^2}{\left(W_B - \left[\frac{2 \cdot \epsilon_S}{q \cdot N_{A,B}} \cdot (V_{BI} - V_{BC}) \right]^{1/2} \right)^2} \quad (3.29)$$

Como se observa, la ganancia de un transistor depende de la tensión BC. Este efecto fue descubierto por J. R. Early, que halló un incremento anómalo de la corriente que atraviesa el colector. La relación (3.29) es relativamente compleja pero suele utilizarse una expresión empírica más sencilla. Según ésta, la corriente que atraviesa el colector es:

$$I_C = \beta \cdot I_B \cdot \left(1 + \frac{V_{BC}}{V_{EA}} \right) = I_{C,0} \cdot \left(1 + \frac{V_{BC}}{V_{EA}} \right) \quad (3.30)$$

V_{EA} se conoce como “tensión Early” del transistor y puede calcularse de la siguiente forma. Si aceptamos que $|V_{BC}| \gg V_{BI}$ y que el cambio de la longitud de la base es pequeño en comparación con ésta, se pueden hacer las siguientes transformaciones matemáticas:

$$\begin{aligned} \beta_{Ef} &\equiv 2 \cdot \frac{L_B^2}{\left(W_B - \left[-\frac{2 \cdot \epsilon_S}{q \cdot N_{A,B}} \cdot V_{BC} \right]^{1/2} \right)^2} = 2 \cdot \frac{L_B^2}{W_B^2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left[-\frac{2 \cdot \epsilon_S}{W_B^2 q \cdot N_{A,B}} \cdot V_{BC} \right]^{1/2} \right)^2} \\ &\equiv \beta \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(-\frac{2 \cdot \epsilon_S}{W_B^2 q \cdot N_{A,B}} \cdot V_{BC} \right) \right) = \beta \cdot \left(1 + \frac{V_{CB}}{W_B^2 q \cdot N_{A,B} / 2 \cdot \epsilon_S} \right) \end{aligned}$$

Comparando con (3.30), se deduce que:

$$V_{EA} = \frac{W_B^2 q \cdot N_{A,B}}{2 \cdot \epsilon_s} \quad (3.31)$$

Como puede verse, el valor de la tensión Early depende de la anchura de la base y del dopado del colector. Remplazando $N_{A,B}$ por $N_{D,B}$, se obtendría la tensión Early de un transistor PNP.

D) Resistencias parásitas. Efecto de abarrotamiento: En las regiones neutras de los transistores, se pueden producir caídas de tensión cuando son atravesadas por una corriente eléctrica. Esto se tiene que modelar con resistencias parásitas en serie con el transistor en cada uno de sus terminales. Es especialmente interesante el efecto de estas resistencias en la base. Por un lado, el valor de la resistencia de base depende de la anchura de ésta pero, a su vez, ésta depende de la tensión V_{BC} al estrecharse la anchura de la base al crearse la zona de vaciamiento. Por tanto, cuanto mayor sea la tensión de V_{BC} , mayor es el valor de la resistencia de base.

Por otro lado, en un transistor real (Fig. 3.12), la corriente que llegue al colector por los puntos de la unión situados a menor distancia del terminal de base verán una resistencia de base menor valor que los que están más alejados. Esto implica que la mayor parte de la corriente de base fluirá por el lado cercano al terminal y que los portadores de corriente se concentren en este punto.

E) Ruptura por Avalancha: En un transistor en situación de corte o ZAD existe al menos una unión PN inversamente polarizada. Si esta tensión es excesivamente alta, la unión puede comenzar a conducir por los mecanismos explicados en el apartado 3.4.2.

F) Efectos de Alta Frecuencia: La ganancia en corriente de un transistor bipolar depende de la frecuencia. Se cumple que la ganancia β de un transistor bipolar es:

$$\beta(f) \cong \frac{\beta_0}{1 + j \cdot \frac{\beta_0 \cdot f}{f_T}} \quad (3.32)$$

siendo β_0 la ganancia en corriente a baja frecuencia, y f_T la frecuencia de corte del transistor. Por tanto, un transistor bipolar tiene un polo en f_T/β_0 . El valor de β_0 se recoge en la tabla 3.1 y el de f_T es:

$$f_T = \frac{2 \cdot D_B}{W_B^2} \quad (3.33)$$

Siendo D_B la constante de difusión de portadores en la base y W_B la anchura de la base. Para hacer este cálculo, se ha supuesto que el factor determinante del comportamiento en frecuencia es el tiempo que tardan los electrones o huecos en cruzar la base. Se han despreciado otros efectos como la carga y descarga de las capacidades parásitas de las uniones BE y BC.

Los anteriores resultados serán utilizados para deducir cual es el efecto de la radiación en los transistores bipolares.

3.6.3 Efectos del daño por desplazamiento en los transistores bipolares.

Disminución de la ganancia en corriente.

El mayor daño que puede sufrir un transistor bipolar es el producido por la disminución del tiempo de vida media de los portadores minoritarios. Este fenómeno comienza a ser importante con dosis de radiación del orden de 10^{12} - 10^{14} n·cm⁻² en tanto que los demás efectos aparecen con dosis de radiación muy superiores.

El primer fenómeno descubierto fue la *disminución de la ganancia en corriente del transistor*, que fue observado primeramente por Messenger y Spratt [MA92, p. 225]. Se debe a la relación que existe entre β y $\tau_{P,N}$. D_B depende de la longitud de difusión de portadores minoritarios y ésta depende del tiempo de vida media de éstos. Usando la tabla 3.1 y (3.6):

$$\frac{1}{\beta} = \frac{W_B^2}{2 \cdot D_{P,N}} \cdot \frac{1}{\tau_{P,N}} \quad (3.34)$$

Los subíndices P y N están relacionados con el tipo de transistor. En el caso de un transistor NPN, se entiende que los portadores minoritarios en la base son electrones y, en el caso del transistor PNP, el portador es un hueco. Aplicando (2.3):

$$\frac{1}{\beta} = \frac{W_B^2}{2 \cdot D_{P,N}} \left(\frac{1}{\tau_{P,N,0}} + K_{\tau,P,N} \cdot \Phi \right) = \frac{W_B^2}{2 \cdot D_{P,N} \cdot \tau_{P,N,0}} + \frac{W_B^2 \cdot K_{\tau,P,N}}{2 \cdot D_{P,N}} \cdot \Phi$$

En esta ecuación, hay un término que puede reconocerse como la ganancia inicial en corriente. Por otro lado, hay otro que es proporcional al flujo total de neutrones. Haciendo las siguientes identificaciones:

$$\frac{1}{\beta_0} = \frac{W_B^2}{2 \cdot D_{P,N} \cdot \tau_{P,N,0}} \quad (3.35)$$

$$K_\beta = \frac{W_B^2 \cdot K_{\tau,P,N}}{2 \cdot D_{P,N}} \quad (3.36)$$

se deduce entonces que:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + K_\beta \cdot \Phi \quad (3.37)$$

La ganancia en corriente de un transistor bipolar disminuye puesto que decrece el tiempo de vida media de los portadores minoritarios. La expresión anterior puede ser modificada aplicando la definición de la frecuencia de corte de un transistor. Aplicando (3.33) sobre (3.36), se deduce que:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{K_{\tau,p,n}}{f_T} \cdot \Phi \quad (3.38)$$

Esta ecuación es extremadamente importante. *Cuanto mayor sea la frecuencia de trabajo de un transistor, menor será el efecto del daño por desplazamiento en la ganancia.* Fig. 3.16

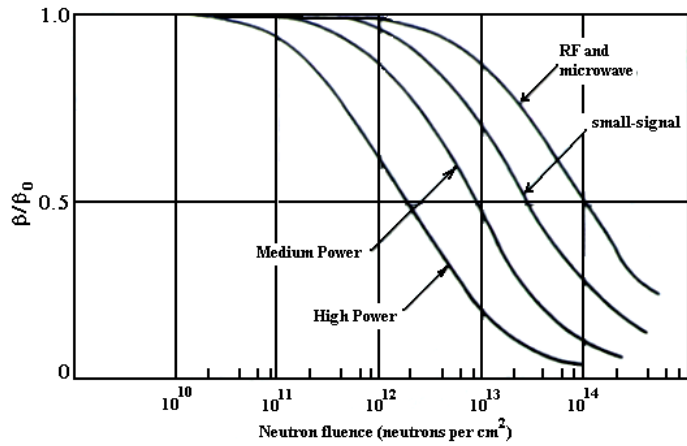


Fig. 3.16: Evolución de la ganancia de transistores bipolares en función de su comportamiento en frecuencia [Gov84].

muestra la evolución de la ganancia de diversos transistores agrupados en distintas familias. Como puede apreciarse, los transistores de radio-frecuencia son los más resistentes a la radiación de neutrones, como se predice en (3.38).

Los transistores más sensibles son los transistores de potencia. La causa está en que un transistor de potencia debe ser capaz de soportar tensiones BC en inversa de centenares

de voltios. Esto se consigue incrementando la longitud de la base y del colector para evitar que se produzca una ruptura por avalancha. Sin embargo, el incremento de la longitud de base conlleva una disminución de la frecuencia máxima de trabajo y esto disminuye la tolerancia del transistor a la radiación.

Por otra parte, hay que reseñar que el grupo de los fototransistores no han sido incluidos en fig. 3.16. Estos transistores se construyen de tal forma que su base sea muy amplia para aumentar el valor de la corriente inducida por la luz. A causa de esto, su ganancia decrece con mucha rapidez a causa de la radiación.

En general, *cuanto mayor sea la anchura de la base de un transistor, menor es la tolerancia a la radiación*. Este hecho también puede extenderse a los circuitos bipolares integrados. Por esta causa, los transistores PNP construidos en tecnología lateral, cuyas bases suelen ser muy grandes, son extremadamente sensibles al daño por desplazamiento. Fig. 3.17 muestra la degradación calculada por Rax et al [Rax99] de dos transistores bipolares de diferente tecnología pero con objetivo similar: Formar parte de la etapa de entrada de diversos circuitos integrados. En ella se aprecia la mayor tolerancia de los transistores epitaxiales comparados con los transistores laterales.

Existe un mecanismo adicional que hace que este parámetro sea incluso menor [Den00]. Imaginemos que un transistor es polarizado con una intensidad de base I_B y con una corriente de colector I_C . Debido a las corrientes de generación-recombinación, $I_B = I_{B,DIF} + I_{B,G-R}$ e $I_C = \beta I_{B,DIF}$. Al ser irradiado el transistor, la componente de generación-recombinación aumenta a costa de la corriente de difusión. En consecuencia, la corriente de colector también disminuye y, por tanto, también lo hace h_{FE} .

El valor de h_{FE} de un transistor irradiado es similar al mostrado en fig. 3.18. Antes de la irradiación, apenas hay influencia de las corrientes de generación-recombinación: La ganancia es levemente inferior a la nominal sólo en la zona de bajas intensidades y es prácticamente constante a partir de un cierto valor. En cambio, tras la irradiación, la corriente de generación-recombinación aumenta y su influencia se hace cada vez mayor. Cuanto más pequeña sea la

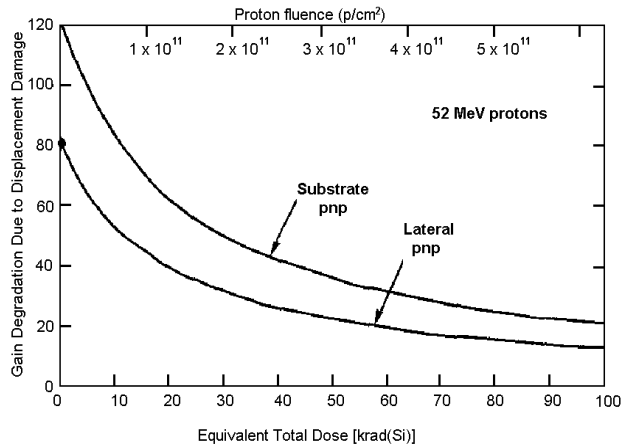


Fig. 3.17: Comparación de la degradación de transistores bipolares similares pero construidos con distintas tecnologías [Rax99].

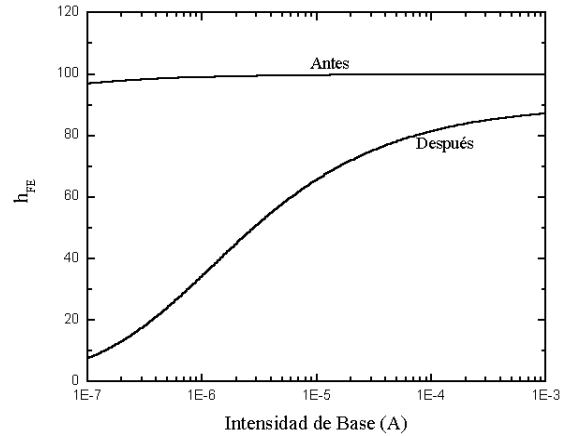


Fig. 3.18: Ganancia de un transistor NPN antes o después de ser irradiado en función de la intensidad de base.

corriente de base, menor es la ganancia en corriente h_{FE} . El máximo valor de la ganancia ya no es el máximo medido antes de la irradiación a causa de la disminución de β a causa de la disminución de la vida media de los portadores minoritarios (3.37). Por otro lado, en el rango de altas corrientes, la ganancia disminuye a costa de los efectos de alta inyección.

En algunos aspectos, la unión BE es similar a un diodo y se comporta como tal cuando es irradiada. Ya se ha mencionado anteriormente que las corrientes de generación-recombinación crecen, tal y como pasa en una unión PN irradiada. A consecuencia de esto, la caída de tensión en directa de la unión BE va a disminuir cuando es atravesada por una corriente constante o bien la corriente de base aumentará con una tensión BE constante. Además, las corrientes de fuga de las uniones BE y BC, importantes cuando el transistor está en corte, aumentan puesto que así ocurre en una unión PN.

Sólo en el caso de que la irradiación sea mucho más intensa ($\sim 10^{14}$ - 10^{16} n·cm⁻²), comienzan a ser apreciables la eliminación de portadores y la disminución de la movilidad. Estos fenómenos físicos van a producir cambios en las características de los transistores. Por un lado, aumenta la tensión de ruptura en avalancha, tal y como se deduce de (3.18). Asimismo, la tensión Early disminuye pues esta tensión es proporcional al dopado de la base, que disminuye a medida que se produce la irradiación.

Finalmente, las resistencias parásitas se incrementan, produciendo una variación de la tensión de saturación colector-emisor. Esta tensión es igual a la diferencia entre las caídas de tensión en las uniones BC y BE cuando se encuentran polarizadas en directas. En un transistor no irradiado, su valor es del orden de 0.2 V. Si el transistor ha sido irradiado, deben tenerse en cuenta las resistencias parásitas. En la práctica, la resistencia del colector es mucho mayor puesto que éste está menos dopado. Por tanto, es de esperar un incremento de esta tensión a causa del crecimiento de esta resistencia.

3.6.4 Efectos de la radiación ionizante en los transistores bipolares.

Los transistores bipolares son dispositivos electrónicos en los que el transporte de corriente se lleva a cabo mediante los portadores minoritarios. Estos apenas son afectados por la dosis total de radiación ionizante por lo que los transistores bipolares son muy resistentes a este tipo de radiación. Sólo hay dos efectos que son dignos de reseñar cuando un transistor bipolar sufre la acción de la radiación ionizante.

En primer lugar, cuando un transistor bipolar sufre la acción de este tipo de radiación, se va a crear un exceso de portadores minoritarios que darán lugar a fotocorrientes en las uniones PN del transistor, que desaparecen cuando la irradiación cesa. Asimismo, estas corrientes pueden modelarse como fuentes de corriente constantes en paralelo con las uniones PN del transistor y estudiar el comportamiento del transistor en este caso. Esta técnica puede aplicarse incluso a circuitos integrados construidos en tecnología bipolar (Fig. 3.19).

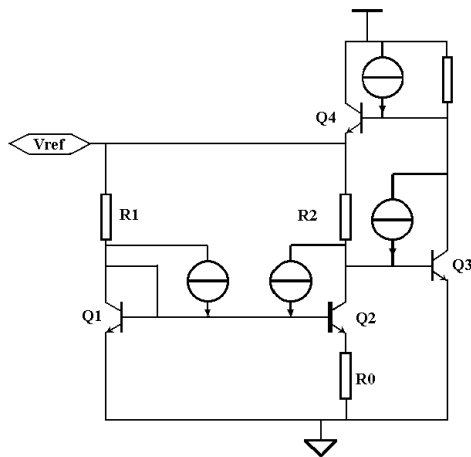


Fig. 3.19: Referencia de tensión de tipo *band-gap* en el que se han incorporado fuentes de corriente de origen fotoeléctrico en las uniones BC inversamente polarizadas [Dev02].

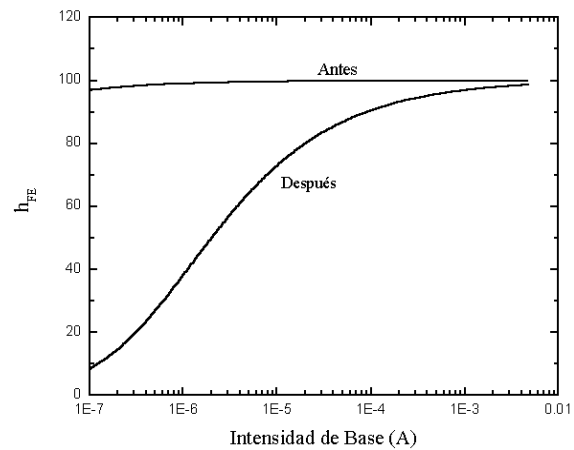


Fig. 3.20: Ganancia h_{FE} de un transistor irradiado con radiación ionizante. Puede observarse el descenso de la ganancia en la zona de pequeños valores de la corriente de base.

El segundo efecto es más duradero pues está relacionado con las componentes de corriente aparecidas entre la interfaz del silicio y el óxido de protección. Como se vio en el caso de la unión PN, la acumulación de cargas en el óxido de protección conlleva la aparición de una nueva componente de corriente entre la base y el emisor. Si la dosis es alta, se produce un aumento de las corrientes de generación-recombinación a causa del aumento de la anchura de la región de vaciamiento. Sin embargo, el efecto de ambas corrientes es similar. Ya se vio en el apartado anterior que el incremento de las corrientes de generación-recombinación producido por la disminución del tiempo de vida media de los portadores minoritarios inducía un descenso en el valor de h_{FE} . A pesar de que el origen de las corrientes parásitas es diferente en el caso de que un transistor sea irradiado con radiación ionizante, el efecto es similar. En un transistor bipolar se espera una reducción del valor de la ganancia en corriente similar al mostrado en fig. 3.20. Asimismo, se predice una leve disminución del máximo valor de la ganancia si hay daño por

desplazamiento asociado, como ocurre al irradiar con protones. Fig. 3.21 muestra el daño sufrido por varios transistores bipolares reales, obtenidos de [Dor99].

Se sabe que *los transistores NPN son mucho más sensibles que los PNP* a la radiación ionizante. La causa radica en que el canal parásito nacido de la acumulación de cargas debe crearse en la zona P de la unión BE. En un transistor PNP, la zona P es el emisor por lo que está muy fuertemente dopado y es difícil crear el canal. En cambio, en un transistor NPN la zona P es la base, en la que el dopado es mucho menor que en el colector. Por tanto, el canal parásito se forma con mayor facilidad en este tipo de transistores.

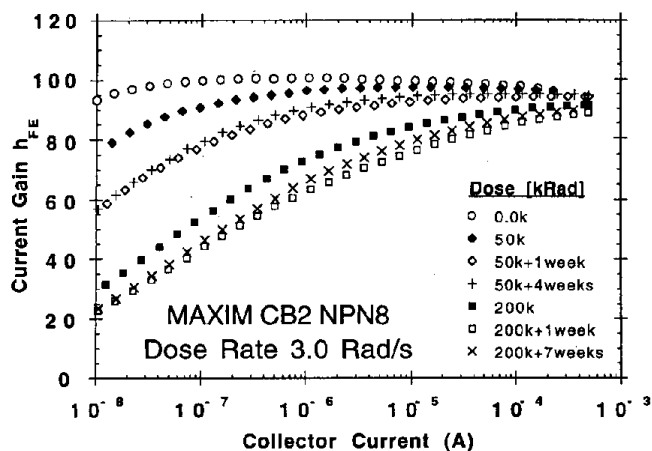


Fig. 3.21: Variación de la ganancia de un transistor NPN tras ser sometido a radiación ionizante.

3.6.5 Daño acrecentado a bajas dosis de radiación ionizante (ELDR)

Una de las diferencias fundamentales entre el comportamiento de los transistores bipolares sometidos a radiación ionizante y los que sufren daño por desplazamiento es la dependencia entre el daño y la velocidad de irradiación.

En el caso de un transistor irradiado con neutrones, se producirán defectos en la red cristalina de los que una fracción se recombinará y otra permanecerá indefinidamente, tal y como se explicó en el capítulo anterior. Si un transistor recibe un flujo de neutrones de valor Φ , el valor de la ganancia en corriente, las resistencias parásitas o la tensión de ruptura es la misma sea cual sea la velocidad de irradiación siempre que se hayan recombinado la fracción de defectos perecederos. En cambio, el daño de los transistores irradiados con radiación ionizante depende tanto de la dosis final como de la velocidad de exposición.

Este fenómeno fue descubierto de forma accidental en 1991 por Enlow et al. al estudiar la diferencia de comportamiento de bipolares construidos en distintas tecnologías [Enl91]. Se halló que algunos transistores sometidos a 0.011 Gy/s sufrían daños siete veces superiores a los que recibían 3 Gy/s cuando se llegaba a la misma dosis de radiación. Este hecho resultó especialmente significativo pues gran parte de los trabajos realizados hasta la fecha para predecir la evolución de componentes que estarían recibiendo dosis muy bajas durante meses o años se basaban en tests acelerados, de duración extraordinariamente corta con dosis elevadas.

Este fenómeno se denomina en inglés “*Enhanced Low Dose Radiation, (ELDR)*” y su traducción es la que encabeza este apartado. El origen físico de este fenómeno es el siguiente. En las pruebas realizadas a gran velocidad, se crea carga en el óxido de protección que afecta al semiconductor, tal y como se explicó en el subapartado anterior. Sin embargo, estas partículas

cargadas no son estáticas y se desplazan hacia la interfaz óxido-semiconductor. A medida que se acercan las cargas a la interfaz, las cargas positivas atraen más y más electrones que contribuyen a crear el canal parásito. Por otro lado, crean estados de superficie que atrapan electrones y que incrementen la región de vaciamiento. Este hecho se acentúa si hay transferencia de carga desde huecos del SiO_2 a iones H^+ , fenómeno que aparece sobre todo en irradiaciones lentas (Ap. 2.4). En definitiva, *cuanto más lenta sea la irradiación, mayor es el daño producido*.

El fenómeno de ELDR se caracteriza por una serie de resultados experimentales que nos permiten conocer al detalle qué es lo que ocurre en el interior del óxido. Algunas características son las siguientes:

- Los transistores discretos son inmunes a la ELDR ya que ésta sólo afecta a los transistores bipolares integrados [Joh94].
- Los transistores NPN son mucho menos sensibles que los PNP [Joh96b].
- De entre todos los PNP, los más sensibles son los transistores laterales construidos en tecnologías actualmente obsoletas.

Se ha apuntado que la principal diferencia entre los procesos de fabricación de dispositivos discretos e integrados es el aislamiento de los distintos dispositivos integrados. En el caso de los dispositivos PNP, este proceso consiste en la difusión de boro en el silicio a través de una capa de óxido de protección. Este óxido resulta especialmente dañado y es retirado para poder implantar la base y el emisor aunque permanece en los alrededores de estas dos regiones. El óxido se encuentra cargado de defectos y recordemos que la calidad del óxido es especialmente importante para inmunizar a los dispositivos electrónicos contra la radiación ionizante.

La mayor tolerancia de los transistores NPN frente a los PNP puede justificarse fácilmente de la siguiente forma. Según [Joh96b], la diferencia radica en que el espesor que recubre los transistores NPN es, en la mayor parte de las tecnologías, un tercio del que recubre los PNP.

Actualmente, se están realizando trabajos para modelar la acción del daño por ELDR. Se han propuesto modelos, como [Giu01], para conocer los efectos de este fenómeno físico. Sin embargo, continúa siendo un problema abierto.

3.7 Los transistores JFET y MESFET

El transistor JFET fue el primer transistor desarrollado en el que el transporte de corriente no dependía de los portadores minoritarios sino de los mayoritarios. Hasta ahora, el único dispositivo basado en portadores mayoritarios que se ha estudiado es el diodo Schottky.

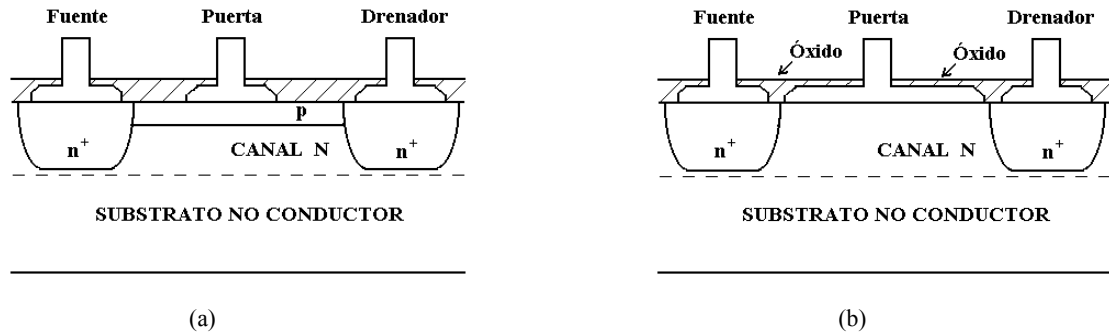


Fig. 3.22: Estructuras simplificadas de transistores JFET y MESFET.

Fig. 3.22a-b muestran las estructuras típicas de un transistor JFET y MESFET de canal n . En estos dispositivos, existe una zona de resistividad relativamente alta, llamada canal, entre dos puntos conocidos como *fuelle* y *drenador*. En este caso, el canal es de tipo n aunque es posible construirlos con semiconductor p . Por encima de él, existe una zona llamada *puerta*, bien de dopado opuesto (JFET), o bien un metal (MESFET). En cualquier caso, se debe producir una unión rectificadora polarizada en inversa que crea una región de vaciamiento libre de portadores. De esta forma puede controlar la corriente que atraviesa el transistor.

3.7.1 Características eléctricas de los transistores de unión de efecto campo

El funcionamiento del transistor JFET es muy fácil de comprender y se encuentra ampliamente desarrollado en textos muy conocidos [Sze81, Nea92, Tya91]. El transistor JFET se modela como una resistencia no lineal controlable por la tensión de puerta. Imaginemos que la diferencia de tensiones entre el drenador y la fuente del transistor es muy pequeña (fig. 3.23a). En este caso, la corriente I_{DS} que atraviesa el canal es igual a la diferencia de tensiones V_{DS} dividida por la resistencia del canal, que es una parte del semiconductor cuya sección transversal es la anchura del canal menos la zona de vaciamiento de la unión PN. En este caso, se dice que el transistor está en *zona lineal*.

El siguiente caso ocurre cuando la tensión V_{DS} se incrementa. En este caso, la tensión en el canal no es constante sino que desciende desde V_D en el drenador hasta V_S en la fuente. Por tanto, la tensión de la unión PN polarizada en inversa es función de la posición en el canal, por lo que la anchura del canal será menor en las cercanías del drenador (fig. 3.23b). A consecuencia de esto, la resistencia del canal aumenta.

Imaginemos ahora que la zona de vaciamiento ha crecido tanto que el canal desaparece en la zona del drenador (fig. 3.23c). En estas circunstancias, la corriente de drenador alcanza un valor máximo y se estabiliza su valor. Se dice entonces que el transistor está en *saturación*.

El último caso que se puede plantear es el siguiente. Imaginemos que la tensión $-V_{GS}$ es tan alta que la zona de vaciamiento se hace lo suficientemente grande como para eliminar todos los portadores del canal (fig. 3.23d). Independientemente del valor de V_{DS} , no hay ningún tipo de corriente entre el drenador y la fuente. El transistor se encuentra en zona de corte.

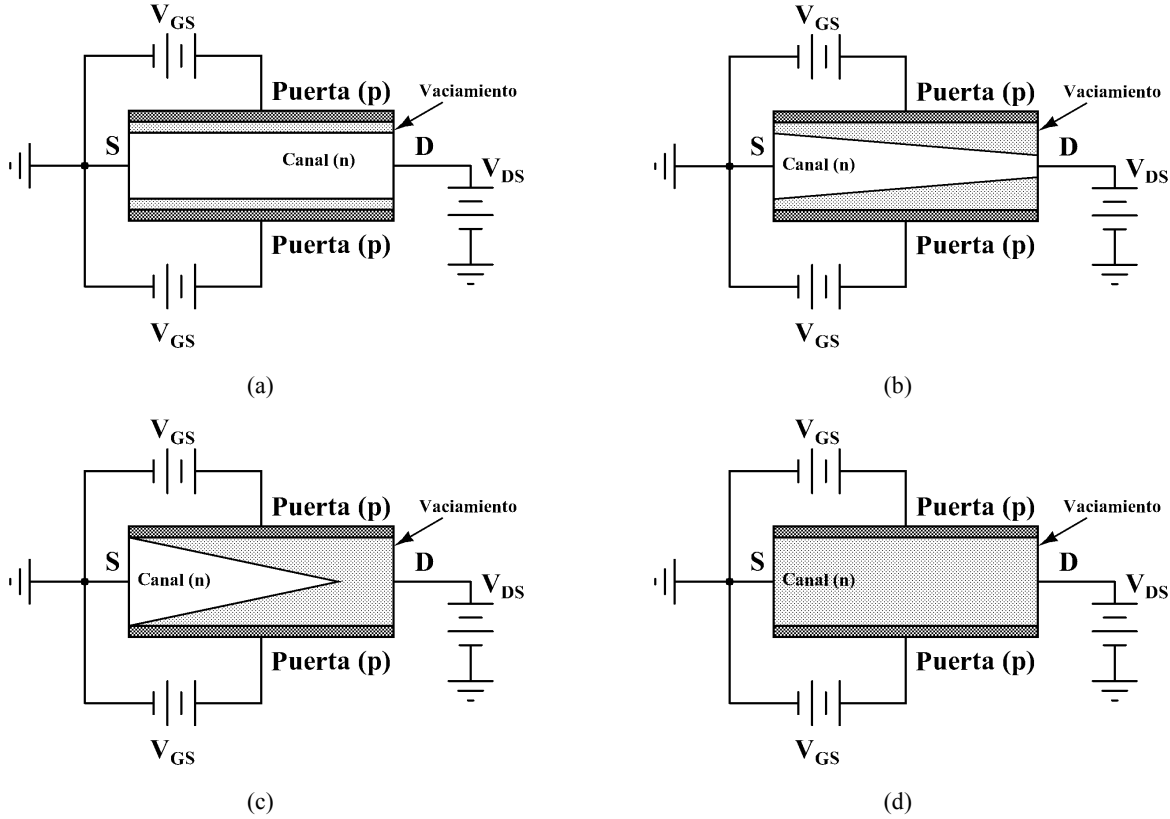


Fig. 3.23: Zonas de trabajo del transistor JFET de canal n . Se ha supuesto que la puerta es doble, como son en la realidad los transistores JFET. La figura (a) muestra el transistor en zona lineal; (b) muestra la transición desde lineal hasta saturación a causa del incremento de V_{DS} , que se alcanza en (c). Finalmente, (d) muestra el transistor en zona de corte.

En un transistor JFET de canal n , sólo tienen sentido valores negativos de V_{GS} . La causa está en que la unión PN de la puerta debe estar inversamente polarizada y esto no ocurre si $V_{GS} > 0$. Por otro lado, si el valor de la tensión umbral es inferior a un valor denominado “tensión de pinch-off”, V_P , el transistor está en zona de corte.

Se puede demostrar que la corriente que atraviesa un transistor de este tipo es función de las tensiones entre puerta y fuente (V_{GS}) y entre drenador y fuente (V_{DS}). En el caso de un transistor de canal n , la corriente que atraviesa es:

$$I_{DS} = \begin{cases} 0, & \text{si } 0 > V_P > V_{GS} \\ I_{DSS} \left\{ 3 \left(\frac{V_{DS}}{V_{P0}} \right) - 2 \left[\left(\frac{V_{DS} + V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} \right] \right\}, & V_P < V_{GS} < 0, V_{DS} < V_{DSAT} \\ I_{DSS} \left\{ 1 - 3 \left(\frac{V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}} \right) \left[1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}}} \right] \right\}, & \text{si } V_P < V_{GS} < 0, V_{DS} > V_{DSAT} \end{cases} \quad (3.39a-c)$$

siendo:

$$I_{DSS} = \frac{\mu_N q^2 N_D^2 W a^3}{6 \epsilon_s L} \quad (3.40)$$

$$V_{P0} = \frac{qa^2 N_D}{2\epsilon_s} \quad (3.41)$$

$$V_P = V_{BI} - V_{P0} \quad (3.42)$$

$$V_{DSAT} = V_{P0} - (V_{BI} - V_{GS}) \quad (3.43)$$

donde μ_N es la movilidad de los portadores en el semiconductor, q la carga del electrón, N_D la concentración de portadores en el canal, W la anchura del canal, a su profundidad (distancia entre la unión y el sustrato), L la longitud del canal, ϵ_s la permitividad dieléctrica del semiconductor, V_{DSAT} la tensión de saturación y V_{BI} la tensión de contacto en la unión PN, calculada con (3.3). Se ha representado en fig. 3.24 la relación existente entre la tensión V_{DS} y la corriente I_{DS} para distintos valores de V_{GS} en un transistor JFET de canal n .

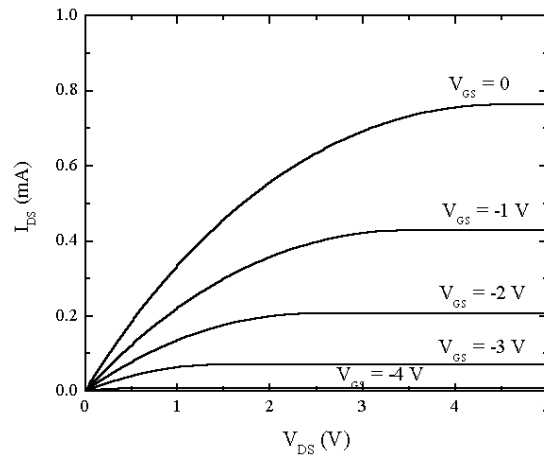


Fig. 3.24: Corriente que atraviesa un transistor N-JFET ideal en función de la tensión de puerta y de drenador.

En el caso de una unión metal-semiconductor, la tensión V_{BI} debe calcularse a partir de las alturas de barrera. En el caso de que el transistor sea de canal p , la tensión V_{GS} , V_P son positivas.

La ecuación (3.39) es bastante exacta aunque trabajar con potencias fraccionarias es relativamente engorroso. Por esta causa, se suele utilizar una función cuadrática, que describe más o menos correctamente la relación V-I de un transistor JFET. Esta ecuación sería:

$$I_{DS} = \begin{cases} 0, & \text{si } 0 > V_P > V_{GS} \\ I_{DSS} \left[\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right) V_{DS} - \frac{1}{2} \left(\frac{V_{DS}}{V_P} \right)^2 \right], & V_P < V_{GS} < 0, V_{DS} < V'_{DSAT} \\ I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)^2, & \text{si } V_P < V_{GS} < 0, V_{DS} > V'_{DSAT} \end{cases} \quad (3.44a-c)$$

Siendo:

$$V'_{DSAT} = V_{GS} - V_P \quad (3.45)$$

El objetivo primordial de los transistores es la capacidad de amplificar pequeñas señales. Un transistor JFET en pequeña señal puede modelarse como una fuente de corriente controlada por la tensión de puerta. Las variaciones de la corriente eléctrica que atraviesa el transistor es proporcional a las variaciones de la tensión de puerta. Normalmente, el transistor trabaja en saturación y puede deducirse de (3.39c) que la ganancia es:

$$g_{ms} = \frac{3I_{DSS}}{V_{P0}} \left(1 - \sqrt{\frac{V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}}} \right) = \frac{\mu_N N_D W a}{L} \left(1 - \sqrt{\frac{V_{BI} - V_{GS}}{V_{P0}}} \right) \quad (3.46)$$

La máxima ganancia se consigue cuando $V_{GS} = 0$ y es:

$$g_{ms}^{\max} = \frac{3I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \sqrt{\frac{V_{BI}}{V_P}} \right) = \frac{\mu_N N_D W a}{L} \left(1 - \sqrt{\frac{V_{BI}}{V_{P0}}} \right) \quad (3.47)$$

Sin embargo, un transistor real presenta una serie de no idealidades que deben tenerse en cuenta para describir su comportamiento eléctrico. A continuación se enumeran dichas no linealidades:

- Resistencias parásitas: Antes de llegar al canal y tras salir de éste, la corriente eléctrica debe atravesar una zona del semiconductor muy poco dopada. En este caso, se producen caídas de tensión que deben modelarse como un par de resistencias en serie con el transistor.

- Modulación del canal: De (3.40) se deduce que la corriente que atraviesa un JFET depende de la longitud del canal. A medida que aumenta la tensión V_{DS} , el canal se hace más corto debido a la expansión de las regiones de vaciamiento. A consecuencia de esto, la corriente que atraviesa el canal aumenta si lo hace V_{DS} . Por este motivo, es necesario añadir una dependencia adicional con la tensión de drenador. Experimentalmente, se ha demostrado que la corriente que atraviesa un transistor JFET es:

$$I_{DS}(real) = I_{DS}(teor.) [1 + \lambda \cdot V_{DS}] \quad (3.48)$$

siendo λ un valor llamado “*coeficiente de modulación del canal*”, propio de cada transistor. $I_{DS}(teo)$ representa a (3.39) ó (3.44).

- Corriente de fuga por debajo de la tensión de *pinch-off*: En teoría, un transistor no deja circular corriente cuando la tensión de puerta es inferior a la de *pinch-off*. Sin embargo, ésta siempre existe. La causa es que la unión PN que forma la puerta y el canal comienza a conducir levemente. Estas corrientes son muy pequeñas (del orden de μA o inferior) pero su existencia está demostrada.

- Variación de la movilidad: A medida que se estrecha el canal, los electrones deben ir a mayor velocidad para mantener constante el flujo de corriente. Esto puede provocar que la movilidad disminuya y que deban tenerse en cuenta la influencia de la movilidad, sobre todo en los dispositivos de AsGa.

- Comportamiento en frecuencia de los transistores de unión de efecto campo: Se ha supuesto que la ganancia en pequeña señal de un transistor JFET o MESFET es constante. Sin embargo, a medida que aumenta la frecuencia de la señal, la ganancia disminuye a causa de la existencia de capacidades parásitas. El transistor n-JFET o MESFET muestra un polo en el dominio de la frecuencia de tal forma que la frecuencia de ganancia unidad es:

$$f_T = \frac{q\mu_n N_D a^2}{2\pi\epsilon_s L^2} \quad (3.49)$$

En el caso de que el transistor sea de canal p , sólo hay que sustituir la movilidad y el dopado para adaptarlo al caso de este transistor.

3.7.2 Efectos del daño por desplazamiento sobre los transistores JFET y MESFET

El transporte de corriente en este tipo de transistores se realiza por medio de portadores mayoritarios. Por esta causa, la reducción del tiempo de vida media de los portadores minoritarios, que acontece a dosis menores que la eliminación de portadores o el aumento de la resistividad, apenas les afecta. El único parámetro controlado por esta magnitud es la corriente de fuga a través de la unión entre la puerta y el canal, tal y como se vio en el apartado dedicado al diodo de unión.

El primer efecto que debe esperarse es un incremento de las fugas a través de la puerta a causa del aumento de las corrientes de recombinación. Adicionalmente, debe presentarse un aumento de la corriente que atraviesa el transistor cuando está por debajo de la tensión de *pinch-off*. Este efecto debe ser mayor en los transistores JFET que en los MESFET pues ya se vio anteriormente que las uniones Schottky son más tolerantes a la radiación que las uniones PN. Se ha constatado la existencia de este incremento en transistores JFET sometidos a daño por desplazamiento y responde perfectamente al modelo del incremento de las corrientes de recombinación [MA92, p. 637].

Sin embargo, existen datos experimentales que apuntan hacia lo contrario en algunas circunstancias [For99]. Forster et al. encontraron que la corriente de fuga a través de la puerta de transistores JFET decrece a causa de la decreciente importancia de las corrientes de recombinación. Este problema aún sigue abierto y no se ha hallado ninguna explicación satisfactoria a este hecho.

A medida que la irradiación progresa, la eliminación de portadores y la disminución de la movilidad comienza a ser especialmente importante. Se puede observar que tanto V_P como I_{DSS} son proporcionales a la concentración de portadores en el canal y a la movilidad de éstos. Por tanto, se predice una reducción de estos dos valores a medida que aumenta la dosis de radiación. Además, se puede deducir de (3.46)-(3.47) que la ganancia en pequeña señal es más o menos proporcional al dopado del canal. Al disminuir éste, la ganancia también lo debe hacer. Estos hechos han sido ampliamente estudiados para JFET [Cit96, Jan88, McI94] y transistores

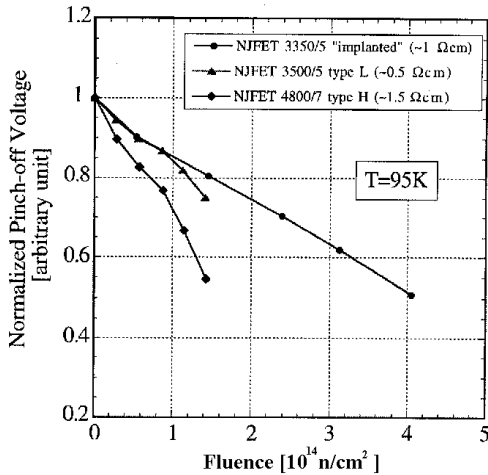


Fig. 3.25: Reducción de la tensión de *pinch-off* de transistores JFET [Cit96]

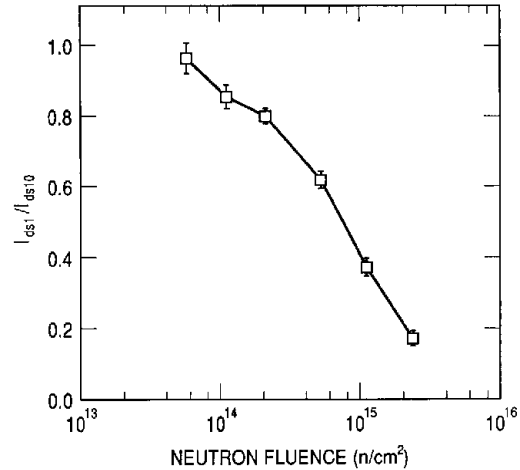


Fig. 3.26: Disminución de la corriente I_{DSS} en un transistor JFET [Jan88].

MESFET de AsGa [Cit95, Zul88]. Fig. 3.25-3.26 muestran los efectos del daño por desplazamiento en estos parámetros obtenida por diferentes autores.

Por otro lado, se produce un fuerte aumento de la resistencia serie del los transistores a causa de los efectos anteriormente mencionados. Esto tiene como consecuencia que el factor efectivo de modulación del canal aumenta a causa de estas resistencias [Den00]. Finalmente, hay que reseñar que la frecuencia de ganancia unidad es cada vez menor pues es directamente proporcional a la concentración de portadores [MA92, p. 591].

3.7.3 Efectos de la radiación ionizante sobre los transistores JFET y MESFET

Los transistores de este tipo son muy resistentes a este tipo de radiación. Los efectos que se pueden dar en ellos son el aumento de las corrientes de fuga y la reducción de la anchura efectiva de las zonas neutras en transistores JFET de canal *p*.

Las corrientes de fuga entre puerta y los otros puntos del transistor se incrementan por las mismas razones que aumentan las de una unión

PN inversamente polarizada cuando son irradiados con radiación ionizante (Ver ap. 3.4.4) y no merece la pena repetir lo que ya se describió. En cambio, la reducción de la anchura efectiva en los transistores JFET de canal *p* tiene un origen similar al que hace aumentar las resistencias integradas de tipo *p*. Un transistor de este tipo está recubierto por un óxido de protección que acumula carga positiva. Esta carga crea un campo eléctrico perpendicular a la dirección de la corriente eléctrica y que tiende a alejar los huecos del óxido de protección en las zonas neutras. Esto causa que las resistencias parásitas del transistor de canal *p* se incrementen considerablemente [Den00]. Por otra parte, la evolución del transistor depende del ritmo de

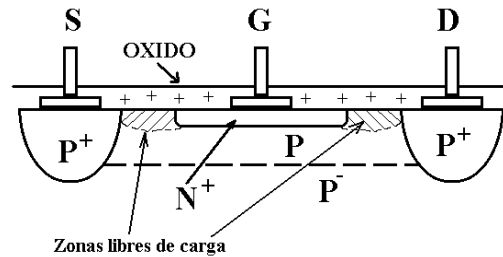


Fig. 3.27: La acumulación de carga en el óxido de protección del transistor JFET vacía de huecos las zonas neutras.

irradiación. A semejanza del transistor bipolar, el transistor JFET de canal p sufre mayor daño cuando la irradiación es lenta que cuando es mucho más rápida [Fla96].

3.8 El transistor MOSFET

Un transistor MOSFET, de canal p o n , es un dispositivo unipolar de amplio uso en el diseño electrónico. La gran mayoría de los transistores MOSFET se construyen en silicio siendo normalmente el aislante que necesitan dióxido de silicio aunque se han probado otros compuestos aislantes como Si_3N_4 . Fig. 3.28 muestra un esquema del transistor MOSFET ideal de canal n . En este transistor, dos regiones fuertemente dopadas llamadas *drenador* (D) y *fuelle* (S) están separadas por otra de longitud L y anchura W , llamada “*canal*”, de dopado opuesto aunque con una concentración de impurezas mucho menor. Superpuesta a ella, se ha hecho crecer una capa de óxido de espesor H sobre la que se ha construido un terminal metálico, llamado “*puerta*” (G), que cubre totalmente el canal.

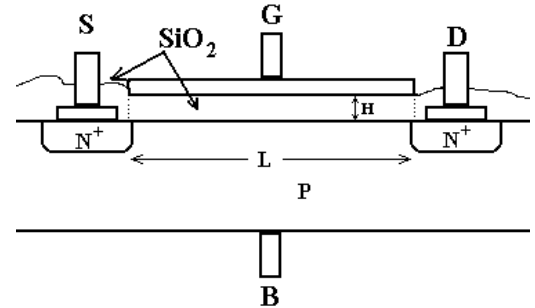


Fig. 3.28: Transistor MOS ideal de canal n construido en silicio. El sustrato (B) debe conectarse a la tensión más negativa del circuito.

En caso de que el terminal de puerta estuviera al aire, sería imposible el paso de corriente desde el drenador al emisor ya que hay siempre una unión PN inversamente polarizada. Este problema se resuelve aplicando una tensión positiva en el terminal de puerta. Si se aplica una tensión positiva al terminal de puerta, se atraerán electrones desde el sustrato hacia la superficie del dieléctrico, que pueden sobrepasar en número a los huecos del sustrato. Este canal une las dos regiones, permitiendo el paso de corriente eléctrica de una a otra región del transistor.

Aceptemos que la fuente y el drenador están conectados a tierra y que el sustrato está conectado a la tensión más negativa del circuito (Tierra o $-V_{DD}$). Las bandas del semiconductor tipo p están combadas hacia arriba en las cercanías de la interfaz Si-SiO₂. Esto provoca que los electrones sean repelidos de esta región del espacio.

Si se aplica en la puerta una tensión V_{GS} , la curvatura de las bandas se modifica hasta que esta curvatura desaparezca por completo. La tensión $V_{GS} = V_{FB}$ a la que acontece este fenómeno se denomina *tensión de banda plana*. Si sigue aumentando el valor de la tensión V_{GS} , las bandas se inclinan hacia abajo. Por tanto, el mínimo de energía para los electrones se encuentra en las cercanías de la interfaz y son atraídos en consecuencia hacia esta región. De esta manera, se crea el canal que une los dos terminales. Otra tensión de interés en el estudio de un transistor MOS es la tensión umbral V_{TH} . Esta tensión, que es ligeramente superior a la tensión de banda plana V_{FB} , delimita las dos zonas de comportamiento eléctrico de un transistor. En el caso de que $V_{GS} < V_{TH}$, no es posible el flujo de corriente entre drenador y fuente, definiéndose esta zona de trabajo como *zona de corte*. En cambio, si $V_{GS} > V_{TH}$, el paso de corriente es posible y se dice que el

transistor se encuentra bien en zona lineal, bien en zona de saturación. Estos dos conceptos se explicarán a continuación.

Imaginemos que el transistor no se encuentra en zona de *corte* y que se incrementa el valor de V_D . En este caso, se produce una corriente eléctrica entre el drenador y la fuente. Si el incremento de la tensión es pequeño, la forma del canal apenas se ve perturbada y se comportaría como una resistencia. Se dice entonces que el transistor está en *zona lineal*.

Sin embargo, si el valor de la tensión V_D se incrementa lo suficiente, la tensión V_X entre el punto X del canal y la puerta no es homogénea. Por ejemplo, en la zona cercana a la fuente la tensión sería V_{GS} pero cerca del drenador $V_X \approx V_{GD}$, siendo $V_{GD} < V_{GS}$. A consecuencia de esto, el canal es más estrecho en la zona del drenador que en la zona de la fuente y la resistencia del transistor aumenta.

Finalmente, si V_D supera un valor llamado V_{DSAT} , el canal desaparece en las cercanías del drenador y la corriente I_{DS} se hace constante. En este caso, el transistor se encuentra en *saturación*.

En el caso de que el transistor fuese de canal p , los dopados del transistor de fig. 3.28 deberían ser reemplazados por sus contrarios. Asimismo, el substrato debería conectarse a la tensión más positiva del circuito y V_{GS} debería ser negativa para que el transistor funcionase. Por otra parte, la tensión de drenador sería menor que la de la fuente.

3.8.1 Características DC de un MOSFET. Modelo ideal y no idealidades.

Los fenómenos descritos en el apartado anterior conducen a un conjunto de ecuaciones que relacionan la corriente I_{DS} con V_{DS} y V_{GS} . Esta corriente es, en un transistor de canal n :

$$I_{DS} = \begin{cases} 0, & V_{GS} < V_{TH} \\ \beta \cdot [2 \cdot (V_{GS} - V_{TH}) \cdot V_{DS} - V_{DS}^2], & \text{si } V_{DS} < V_{DSAT}, V_{GS} > V_{TH} \\ \beta \cdot (V_{GS} - V_{TH})^2, & \text{si } V_{DS} > V_{DSAT}, V_{GS} > V_{TH} \end{cases} \quad (3.50)$$

Siendo V_{TH} la tensión umbral del transistor, V_{DSAT} la tensión de saturación y β la transconductancia del transistor. Los valores de estas magnitudes son las siguientes:

$$V_{TH} = \left(|Q'_{SD}(\max)| - Q'_{SS} \right) \cdot \left(\frac{H}{\epsilon_{OX}} \right) + \phi_{MS} + 2 \cdot V_T \cdot \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (3.51)$$

$$V_{DSAT} = V_{GS} - V_{TH} \quad (3.52)$$

$$\beta = \frac{W \cdot \mu_n \cdot \epsilon_{OX}}{2 \cdot L \cdot H} \quad (3.53)$$

siendo Q'_{SD} la máxima densidad superficial de carga en la zona de deplexión de la unión semiconductor-óxido, Q'_{SS} la densidad superficial de carga equivalente en la superficie del óxido a causa de las cargas atrapadas en él, H la anchura del óxido, ϵ_{OX} la permitividad dieléctrica de éste, ϕ_{MS} la función trabajo metal-semiconductor, N_A el dopado del canal y μ_n la movilidad de los electrones.

En el caso de un transistor NMOS, la tensión umbral es positiva y la tensión de drenador es superior a la de fuente. En cambio, en un PMOS, la tensión es negativa y el drenador está a menos tensión que la fuente. Por otro lado, la conducción se produce si la tensión entre la puerta y la fuente es inferior a la tensión umbral.

La zona lineal de trabajo se produce cuando $V_{DS} < V_{DSAT}$. En este caso, el transistor se comporta como una resistencia cuyo valor es, si $V_{DS} \approx 0$,

$$R_{DS}^{-1} \approx 2\beta \cdot [(V_{GS} - V_{TH}) - \frac{1}{2}V_{DS}] \quad (3.54)$$

En cambio, si $V_{DS} > V_{DSAT}$, el transistor está en zona de saturación y puede utilizarse para amplificar tensión y convertirla en corriente. La ganancia del transistor es, en este caso:

$$g_m = 2\beta \cdot (V_{GS} - V_{TH}) \quad (3.55)$$

Una vez visto esto, es necesario describir ahora cuales son las no idealidades que se pueden encontrar en un transistor MOSFET. Se enumeran a continuación:

- Conducción por debajo de la tensión umbral: Según el modelo ideal de un transistor, no existe flujo de corriente si la tensión de puerta es inferior a la umbral. Sin embargo, en un transistor MOSFET real esto sí ocurre. La corriente que atraviesa el transistor en esta región es proporcional a:

$$I_{DS}(sub) \propto \exp\left(\frac{V_{GS}}{V_T}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{V_{DS}}{V_T}\right)\right] \quad (3.56)$$

- Modulación de la longitud del canal: Se ha supuesto que el canal por el que circula la corriente tiene dimensiones fijas. Sin embargo, tal y como sucedía en los transistores JFET y MESFET, la longitud efectiva del canal puede acortarse si la tensión de drenador es superior a la de puerta. En definitiva, el resultado es que la corriente calculada en (3.50) debe modificarse y convertirla en una similar a ésta:

$$I_{DS}(mod) = I_{DS}(ideal) \cdot [1 + \lambda \cdot V_{DS}] \quad (3.57)$$

- Variación de la movilidad: Los portadores de corriente circulan en un transistor MOSFET cerca de la superficie de unión entre el semiconductor y el aislante. En esta zona existe una gran cantidad de estados superficiales que afectan al movimiento de los portadores. Por esta causa, es necesario definir una nueva movilidad, llamada “*movilidad de superficie*”, μ_s , menor que la movilidad general del semiconductor, μ_x . La nueva constante debe determinarse experimentalmente para cada transistor.

- Relación entre tensión umbral y sustrato: La tensión de polarización del sustrato puede modificar la tensión umbral de un transistor. El motivo es que puede atraer o repeler portadores favoreciendo o dificultando la formación del canal por el que circulará la corriente. Se puede demostrar que, en el caso de un transistor NMOS:

$$\Delta V_{TH} = \frac{H \cdot \sqrt{2eN_A}}{\sqrt{\epsilon_s}} \left[\sqrt{2 \cdot \phi_{fp} + V_{SB}} - \sqrt{2 \cdot \phi_{fp}} \right] \quad (3.58)$$

Siendo todas las magnitudes ya conocidas excepto $\phi_{fp} = 2 \cdot V_T \ln(N_A/n_i)$ y V_{SB} , tensión entre la fuente y el sustrato, que siempre debe ser positiva. En el caso de que el transistor sea de canal p , sólo hay que sustituir N_A por N_D y V_{SB} por V_{BS} . Siempre se produce un aumento del valor absoluto de la tensión umbral con la tensión de sustrato.

- Resistencias parásitas: El origen de estas resistencias es similar a las estudiadas en otros componentes. Se originan a causa de la existencia de caídas de tensión entre el canal del transistor y los terminales de contacto.

- Tensión de ruptura: En un transistor MOS, se pueden producir varias rupturas por tensión. En primer lugar, hay que hablar de la tensión de ruptura de la puerta y está relacionada con la anchura del óxido y el campo máximo de ruptura. Por otro lado, si un transistor está en corte pero sometido a una gran tensión, se crea una zona de vaciamiento en la unión PN formado por el drenador y el canal, polarizado a la tensión de sustrato. Si el campo eléctrico es muy intenso, se puede producir una ruptura por avalancha en esta zona. Las ecuaciones que rigen este comportamiento son similares a las descritas en (3.14)-(3.15).

Se pueden mencionar otras no idealidades, como los efectos de canal corto y el comportamiento en frecuencia. Sin embargo, estos parámetros no son importantes a la hora de describir los efectos de la radiación en transistores MOS y por ese motivo se prefiere no describirlos en este trabajo.

3.8.2 Efectos del daño por desplazamiento en transistores MOSFET

Los transistores MOSFET son dispositivos en los que el transporte de corriente se lleva a cabo por medio de portadores mayoritarios. Por esta causa, los únicos efectos que pueden observarse son los relacionados con la eliminación de portadores y el decrecimiento de la movilidad.

Un transistor MOS que haya recibido sufrido daño por desplazamiento muestra una disminución de la ganancia en corriente β a causa de la disminución de la movilidad de los portadores. Esto se traduce asimismo en un aumento de la resistencia en zona lineal del transistor. Por otra parte, se espera un aumento de las resistencias parásitas de los transistores. Finalmente, se ha observado que la tensión de ruptura de los transistores decrece con el daño por desplazamiento a causa de la eliminación de portadores [Den00], tal y como ocurre en un diodo polarizado en inversa.

3.8.3 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOSFET. Variación de la tensión umbral.

La radiación ionizante es muy dañina para los transistores MOSFET. La causa es la acumulación de cargas positivas en la puerta del transistor. Ya se describió en el capítulo anterior lo que ocurría a un óxido que es sometido a radiación ionizante (Ap. 2.4). En primer lugar, se genera una gran cantidad de pares electrón-hueco y los electrones son eliminados rápidamente. Los huecos tienden a desplazarse hacia zonas con potencial electrostático menor y algunos de ellos quedan atrapados en los defectos del óxido cristalino. Al mismo tiempo, algunos huecos arrebatan un electrón a los átomos de hidrógeno atrapado en la red cristalina y el protón resultante inicia una migración mucho más lenta hacia las mismas zonas que los huecos. Si llegan a la superficie óxido-semiconductor, se genera una gran cantidad de estados superficiales que pueden atrapar electrones.

En el caso de que un transistor NMOS, las cargas positivas atrapadas en el óxido crean un campo eléctrico desde la puerta hacia el canal que se superpone al que produce la tensión de puerta. Es un fenómeno semejante al que se describió en los condensadores discretos. Fijémonos además que en la definición de tensión umbral (3.51) existe una dependencia de la carga atrapada en el óxido. En cualquier caso, el efecto inmediato es que *la tensión umbral de un transistor NMOS disminuye* puesto que existe un campo eléctrico no nulo que facilita la formación del canal. Este campo puede ser tan intenso que puede hacer incluso que la tensión umbral sea menor que 0 V.

Por otra parte, en el caso de que la puerta del transistor se encuentre polarizada positivamente, las cargas positivas se mueven hacia el semiconductor. Aplicando el teorema de Gauss, se puede deducir que el decremento de la tensión umbral que los transistores padecen es función de la distribución de carga $\rho(y)$ [Mul86, p. 401]:

$$\Delta V_{TH} = -\frac{1}{C_{OX}} \cdot \int_0^H \frac{y}{H} \cdot \rho(y) \cdot dy = -\frac{1}{\epsilon_{OX}} \cdot \int_0^H y \cdot \rho(y) \cdot dy \quad (3.59)$$

En estas expresiones, H es la anchura de óxido de puerta, y la distancia vertical desde la puerta a la zona del óxido estudiada ($y=H$ en la superficie óxido-semiconductor), C_{OX} la capacidad por unidad de superficie y ϵ_{OX} la permitividad dieléctrica del óxido. Un estudio de la integral anterior nos permite deducir que el cambio de la tensión umbral es mayor cuanto más próximas estén las cargas a la superficie óxido-semiconductor.

Por tanto, a medida que progresa la irradiación la tensión umbral disminuye tanto por la continua creación de cargas positivas como por la aproximación de las cargas al canal del transistor. Sin embargo, si la irradiación no es muy rápida, es muy importante la generación de iones de hidrógeno que emprenden su camino hacia la interfaz óxido-semiconductor. A medida que llegan, crean estados de superficie que atrapan electrones por lo que se acumula carga negativa en una zona muy próxima a la interfaz. Estas cargas pueden compensar la acción de las

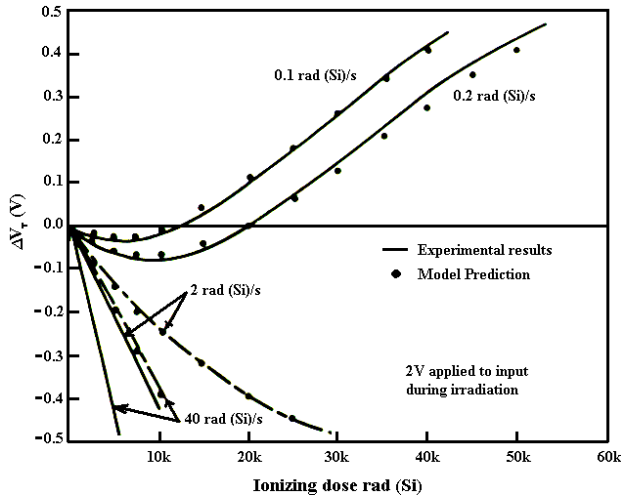


Fig. 3.29: Evolución de la tensión umbral de un transistor NMOS dependiendo del ritmo de irradiación [Joh84]. Los transistores pertenecían a un microprocesador Z-80.

cargas positivas e incluso superarla. En este momento, la tensión umbral comienza a crecer y puede llegar a ser superior incluso a la inicial.

Fig. 3.29 muestra la evolución de la tensión umbral para distintos ritmos de irradiación. Si la irradiación es muy rápida, el número de cargas positivas creadas es tan alto que la tensión umbral decrece sin parar. En cambio, si la irradiación es lenta, predomina la creación de estados superficiales y la tensión umbral crece tras un pequeño descenso en su valor. Puede verse que la tensión

umbral alcanza un mínimo a partir del cual comienza a subir. Esta etapa de transición antes del crecimiento de la tensión umbral se alarga a medida que se acelera el ritmo de irradiación.

En el caso de que el transistor sea de tipo PMOS, las cargas son atraídas hacia la puerta y no hacia el semiconductor. Por tanto, no se pueden crear estados en la interfaz óxido-semiconductor y sólo tienen importancia las cargas acumuladas en el óxido. En un transistor PMOS, el campo eléctrico que crea el canal va en sentido inverso al que existe en un transistor de canal n . La carga positiva se opone al campo que crea el canal y el resultado es que la tensión umbral decrece. En definitiva, *el valor absoluto de la tensión umbral de un transistor PMOS se incrementa con la radiación ionizante sea cual sea su ritmo de irradiación.*

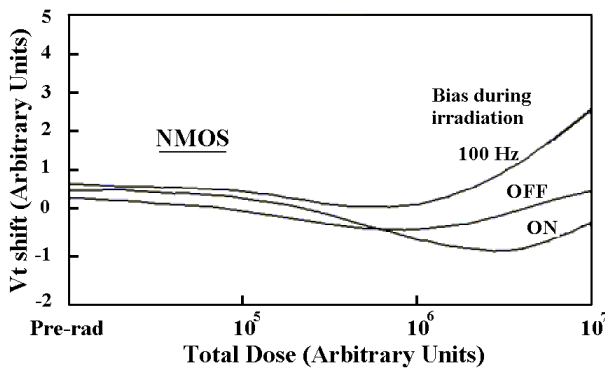


Fig. 3.30: Influencia de la polarización en un transistor NMOS sometido a radiación ionizante [Den00].

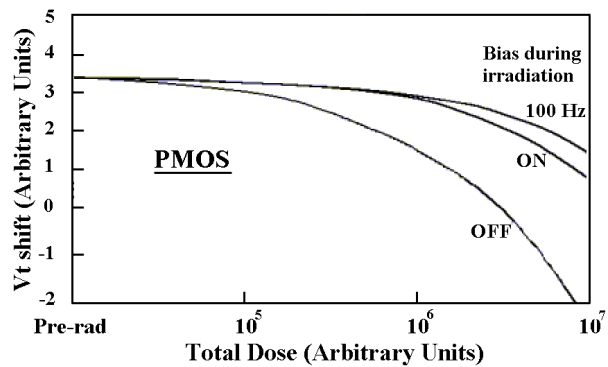


Fig. 3.31: Evolución de la tensión umbral de un transistor PMOS sometido a dosis ionizante [Den00].

Por otro lado, la polarización de un transistor afecta a la evolución de un transistor MOS. La causa está en que la presencia de campo favorece el desplazamiento de cargas en el óxido. En el caso de un transistor NMOS, las cargas positivas y los átomos de hidrógeno son lanzados hacia la interfaz aislante-semiconductor. Como se puede deducir de (3.59), cuanto más cerca se encuentren las cargas de esta superficie, mayor será su efecto sobre el canal. Por tanto, *un*

transistor NMOS que se encuentra en conducción cuando es irradiado se degrada más que otro en corte cuando son irradiados (fig. 3.30).

En cambio, en un transistor PMOS, las cargas positivas son atraídas hacia la puerta y se alejan del canal. Por tanto, *un transistor de este tipo se degrada menos cuando está en conducción que cuando no lo está* (fig. 3.31). Otra de las diferencias entre los transistores PMOS y NMOS es que una oscilación en la tensión de puerta aumenta la tolerancia de un PMOS pero disminuye la de un NMOS. Una de las consecuencias más importantes del desplazamiento de la tensión umbral es que se modifican los niveles de conmutación de los circuitos digitales pudiendo desaparecer incluso la capacidad de hacerlo [Ker88].

Por otro lado, hay que tener en cuenta la influencia de la temperatura durante la irradiación. La temperatura disminuye la movilidad de las cargas por lo que en un transistor PMOS evita que las cargas se acerquen al electrodo de puerta. Recordemos que cuanto más lejos esté una carga del canal, menor será su influencia por lo que se deduce que *un transistor PMOS tolera menos la radiación cuando está a baja temperatura* [MA92, p. 320]. En cambio, *un transistor NMOS será más resistente cuanto menor sea la temperatura* puesto que las cargas atrapadas tardan mucho más en acercarse al canal.

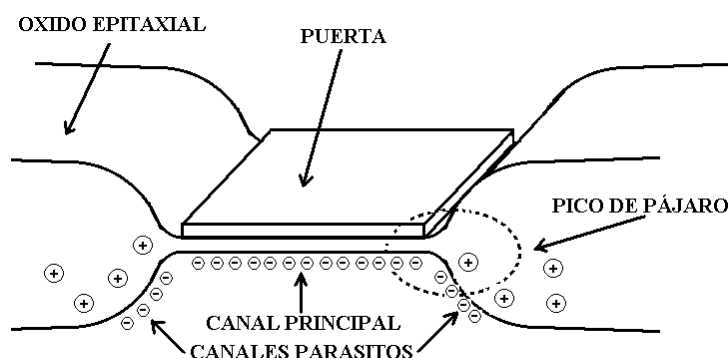


Fig. 3.32: Creación de canales parásitos en un NMOS a causa de la acumulación de carga positiva en la zona de pico de pájaro del óxido epitaxial.

3.8.4 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Conducción por debajo de la tensión umbral y fugas a través del óxido epitaxial.

El segundo efecto que puede observarse en los transistores irradiados es *el incremento de la corriente de conducción por debajo de la tensión umbral en transistores NMOS* [Sro88]. A semejanza del incremento de la tensión umbral, este fenómeno es producido por el anclaje de carga positiva en el óxido sobre el sustrato de silicio. Sin embargo, en este caso es importante la carga que se acumula en el borde del óxido de puerta, exactamente en la zona de contacto entre la puerta y el óxido epitaxial (fig. 3.32). Esta zona se conoce como “*pico de pájaro*” [Fla98, Ane00] a causa de su forma afilada. La carga que se acumula en esta zona puede atraer electrones generando un par de canales parásitos que acabarán por poner en contacto la fuente y el drenador. Estos canales son semejantes a transistores NMOS adicionales sin terminal de

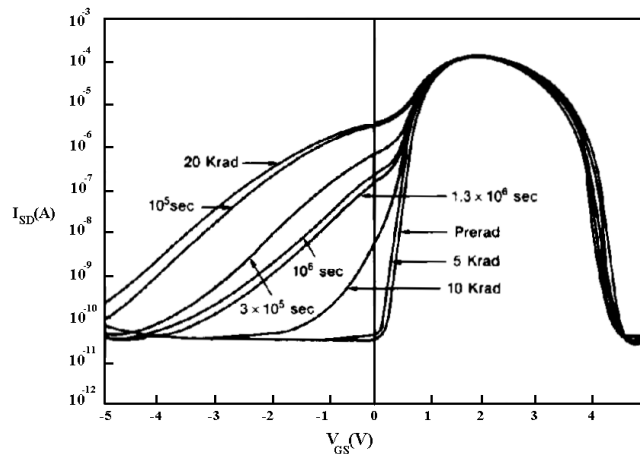


Fig. 3.33: Incremento de la corriente subumbral de un transistor NMOS. Asimismo, se observa la recuperación al cesar la irradiación [Old87].

puerta que aumentan la capacidad de conducción del transistor hasta niveles de corriente mucho mayores que los que se observan en transistores no irradiados (fig. 3.33). A semejanza de la tensión umbral, el incremento de esta corriente modifica la relación entrada-salida en circuitos digitales ya que modifican los niveles de conmutación y los márgenes de ruido [Ker88].

La creación de canales parásitos no sólo puede producirse entre la fuente y el drenador de un transistor NMOS. A veces es posible que aparezca el canal parásito entre dos zonas n de diferentes transistores NMOS. Además del hecho de cambiar el punto de operación del circuito, las corrientes de fuga producen un significativo aumento de la corriente consumida por el dispositivo en el que están integrados los dos transistores. Este incremento del consumo de corriente es muy importante en los circuitos integrados en tecnologías de efecto campo [Fac00].

Pero no hay que restringirse sólo al caso de circuitos diseñados en tecnología CMOS. Los canales parásitos pueden unir cualquier tipo de zona n en circuitos integrados [Fac00]. Ya se vio que estos canales eran los responsables de la aparición de corrientes parásitas en diodos, de la reducción de la ganancia de transistores bipolares, etc. En general, no hay dispositivo electrónico integrado que se libre de la aparición de corrientes parásitas a causa de la acumulación de cargas en el óxido epitaxial. Asimismo, estas corrientes de fuga son las responsables de los incrementos en el consumo en circuitos bipolares [Sha02].

3.8.5 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Modificación de la capacidad de un transistor.

Una de las superficies que forman el condensador asociado a un transistor MOS es el silicio del sustrato. El hecho de que éste sea un semiconductor dota de características no lineales al condensador. En el caso de un NMOS con tensión de puerta positiva, el valor de la tensión es la capacidad del óxido. Si la tensión es negativa, hay que tener en cuenta que aparecen dos capacidades parásitas entre el electrodo de sustrato y el drenador y la fuente, similares a las capacidades de vaciamiento de una unión PN. Un comportamiento similar se observa en los condensadores basados en PMOS pero el signo de la tensión de puerta es opuesto.

La capacidad asociada a un condensador MOS ideal se ha representado en fig. 3.34. Como puede verse, tiene un mínimo valor en torno a 0 V pero se incrementa a medida que aumenta la tensión de puerta a causa del incremento de las regiones de vaciamiento. En un condensador real, se observa que la transición no se produce a 0 V sino que es una tensión menor (3.34-*Preirradiation*). La causa de este desplazamiento es la presencia de carga atrapada en el óxido durante el proceso de fabricación. Esta diferencia es utilizada de forma habitual para conocer la carga total atrapada en un transistor MOSFET a través de la siguiente fórmula:

$$q \cdot N_{OX} = C_{OX} \cdot \Delta V \quad (3.60)$$

siendo N_{OX} el número de cargas atrapadas en el óxido, C_{OX} la capacidad del óxido y ΔV la diferencia entre el valor ideal y el teórico. Si se irradia el transistor, se observan dos efectos. Por un lado, la gráfica se desplaza hacia la izquierda. Sin embargo, la gráfica ya no es un calco de la obtenida antes de la irradiación (3.34-*Postirradiation*) ya que se ha producido una leve deformación en el transistor irradiado a causa de la existencia de estados superficiales de la interfaz óxido-semiconductor. Estos estados influyen en el valor del potencial de superficie y disminuyen la pendiente máxima en la relación entre la capacidad y la tensión de puerta.

3.8.6 Efectos de la radiación ionizante en transistores MOS. Variación de la movilidad superficial y variación de la transconductancia.

El último efecto que se produce en transistores MOSFET sometidos a radiación ionizante es la disminución de la movilidad superficial, ya que los estados de superficie dificultan el movimiento de los portadores. La movilidad de éstos depende del número de trampas creadas por los estados de superficie y puede calcularse con la expresión (2.20).

Esta disminución de la movilidad tiene una serie de consecuencias importantes. En primer lugar, la transconductancia β de los transistores disminuye proporcionalmente a la movilidad, observándose también una disminución en los valores de la ganancia en pequeña señal del transistor, la resistencia equivalente en la zona óhmica, etc.

3.9 El ruido en componentes irradiados

Las principales fuentes de ruido inherente a los dispositivos electrónicos son el ruido térmico, el ruido de disparo y el ruido flicker [Gra95]. Los dos primeros son independientes de la

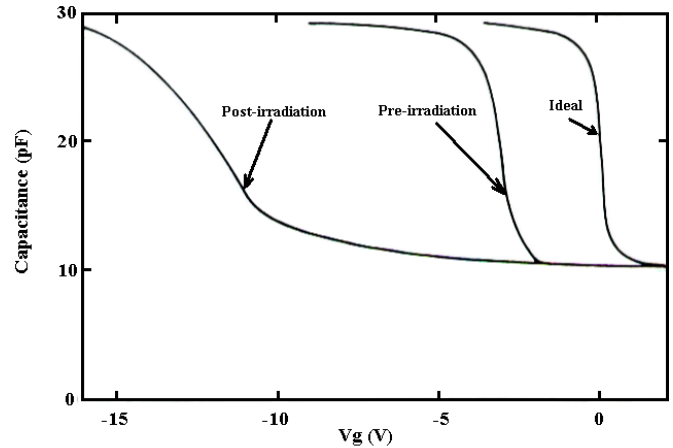


Fig 3.34: Evolución de la capacidad de un transistor NMOS irradiado [Zai66].

frecuencia y se dice que son “ruidos blancos” en tanto que el tercero es proporcional al inverso de la frecuencia, por lo que se denomina “ruido $1/f$, rosa o coloreado”.

En los dispositivos bipolares las fuentes predominantes de ruido son blancas y se incrementan sobre todo por el daño por desplazamiento. Se puede demostrar que la densidad espectral de ruido en una unión PN^+ es [MA92, pp. 696-698]:

$$\overline{I_N^2} = \frac{2e^2 n_i^2 A \Delta f \sqrt{D_n}}{N_A} \cdot \sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \frac{\Phi}{K_\tau}} \cdot \left(\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) + 1 \right) \quad (3.61)$$

siendo e la carga del electrón, n_i la concentración intrínseca de portadores, A la anchura de la unión, D_p la movilidad de los huecos en la zona n , N_A la concentración de impurezas aceptoras, τ_{0p} la vida media inicial de los huecos en la zona N^+ , K_τ la constante de Messenger-Spratt, V_T la tensión térmica equivalente, V la tensión aplicada al diodo y Δf el intervalo de frecuencia de interés. A medida que aumenta Φ , el valor de la corriente de ruido se incrementa proporcionalmente a la raíz cuarta del flujo de neutrones. La anterior expresión puede aplicarse a todo componente que tenga uniones PN en su interior. Los más importantes son los diodos y transistores bipolares.

En los transistores MOSFET, el ruido en la tensión de drenador se incrementa sobre todo por la radiación ionizante. Predominantemente, es de tipo coloreado [MA92, pp. 698-700] y la causa es la captura y liberación aleatoria de portadores por las trampas existentes en la interfaz Si-SiO₂. Cuanto mayor sea el número de trampas, mayor es el ruido. Se puede demostrar que la densidad espectral de ruido es:

$$\overline{V_N^2} = \frac{KV_D^2}{(V_G - V_T)^2 f^\alpha} \cdot \Delta f \quad (3.62)$$

siendo V_D , V_G y V_T las tensiones de drenador, puerta y umbral, f la frecuencia de interés, a una constante cercana a 1, Δf el ancho de banda de interés y K un parámetro que es proporcional a la densidad de cargas atrapadas y a la temperatura e inversamente proporcional a la banda prohibida del dieléctrico. Por otro lado, la densidad de cargas atrapadas es proporcional a desplazamiento de la tensión umbral por lo que el ruido en transistores MOS es proporcional a este parámetro, como se ha demostrado experimentalmente [Sco89].

Finalmente, hay que señalar que el ruido también se incrementa en los diodos Schottky y en los transistores MESFET. La causa es el incremento de la resistencia parásita ya que el ruido térmico es proporcional a ella. Ciertamente, sólo es apreciable cuando la dosis de radiación es del orden de 10^{14} - 10^{15} n·cm⁻².

Los fenómenos que se han expuesto anteriormente son extrapolables a circuitos integrados. Debe tenerse en cuenta además que el razonamiento realizado al transistor MOS es aplicable a la capa de óxido de protección. En general, se produce un empeoramiento de su figura de ruido siendo el daño más importante en componentes analógicos que en componentes digitales.

CAPITULO 4

TOPOLOGÍAS INTERNAS DE UN AMPLIFICADOR OPERACIONAL Y DISPOSITIVOS RELACIONADOS

Los dos capítulos anteriores se centraron en el estudio del daño que puede producir la radiación en los materiales y componentes electrónicos más básicos. El paso natural que se ha de dar a continuación es el estudio del comportamiento de componentes electrónicos complejos frente a la radiación.

A lo largo de los próximos capítulos, se van a presentar los resultados obtenidos al irradiar diferentes componentes como amplificadores operacionales, de instrumentación, referencias de tensión, etc. Las muestras fueron irradiadas en el reactor de investigación del Instituto Tecnológico e Nuclear de Portugal. El reactor, que se describe con detalle en el capítulo 5 de esta memoria, produce un haz de neutrones con energías del orden de 1 MeV junto con una cierta dosis de radiación gamma residual. En todas las campañas de irradiación se intentó que el flujo de neutrones en el centro de la cavidad fuera del orden de $5 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. En la mayor parte de los casos, este valor se alcanzaba al cabo de 60 h de irradiación siendo la dosis gamma residual del orden de 1500 Gy en las muestras centrales.

Este capítulo versará sobre las estructuras internas típicas de un amplificador operacional cuando se diseñan en tecnología bipolar. A partir de estas topologías, se relacionarán las no idealidades de los amplificadores operacionales con las propiedades físicas de los componentes internos sencillos. Posteriormente, se estudiarán circuitos integrados complejos en los que se haya hecho uso de amplificadores operacionales, como amplificadores de instrumentación, referencias de tensión y conversores digital-analógicos.

El concepto de amplificador operacional fue introducido en 1947 por Ragazzini et al [Rag47]. En dicho artículo, los autores describían las propiedades de circuitos realimentados en los que estuvieran presentes amplificadores diferenciales de ganancia muy elevada e impedancia de entrada infinita. Este trabajo se basaba en una investigación llevada a cabo entre 1943 y 1944 en el *National Defense Research Council* del gobierno de los Estados Unidos de América. Los primeros amplificadores operacionales fueron construidos con válvulas de vacío y, a partir de 1948, con transistores bipolares.

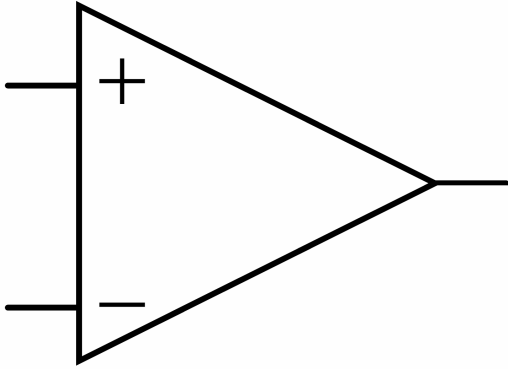


Fig. 4.1: Símbolo del amplificador operacional

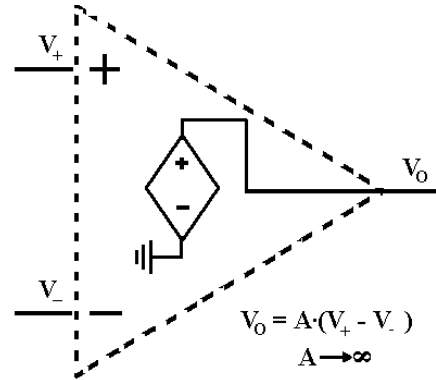


Fig. 4.2: Estructura equivalente del amplificador operacional

En la década de los sesenta, investigaciones paralelas realizadas por Burr-Brown Research and Fairchild Semiconductor condujeron al lanzamiento de los primeros amplificadores integrados.

4.1 Amplificador operacional: Idealidad frente a los modelos reales

Un amplificador operacional ideal es un amplificador diferencial con ganancia infinita y con impedancia infinita en las entradas y nula en la salida. Asimismo, su comportamiento es independiente de la frecuencia, de la tensión de modo común, de las fuentes de alimentación, etc. Fig. 4.1 muestra el símbolo eléctrico del amplificador operacional y fig. 4.2 el subcircuito eléctrico al que equivale.

Debido a su alta ganancia, un amplificador en el que $V_+ > V_-$ mostrará una salida de valor infinito y, en caso contrario, menos infinito. En la práctica, estos valores se ven limitados por las tensiones de alimentación del amplificador, $+V_{CC}$ y $-V_{EE}$. Esta capacidad de comparar dos tensiones es el uso más sencillo e intuitivo del amplificador operacional.

Sin embargo, existe otro uso más elegante que ha difundido ampliamente el empleo de amplificadores operacionales. Imaginemos que el amplificador tiene asociada una red de elementos pasivos con realimentación negativa. En este caso, es insostenible que el amplificador se encuentre en saturación y, por tanto, el valor de la tensión de salida está comprendido entre los valores de las tensiones de alimentación. Dado que la ganancia es infinita, la diferencia de tensión entre las dos entradas debe ser forzosamente 0 V [Ras00, p. 269]. Esta capacidad de igualar las tensiones de las dos entradas es utilizada universalmente para crear redes con funciones específicas, como amplificar, invertir, integrar o derivar, crear osciladores, etc. Una buena colección de los circuitos que se pueden construir con amplificadores operacionales puede hallarse en [Ns31].

Desafortunadamente, ningún amplificador operacional es ideal y hay que definir una serie de parámetros que estiman su cercanía a la idealidad [Tob71, Car01]. Los parámetros de interés se muestran en los siguientes apartados.

- Tensión de offset de la entrada: En un amplificador operacional real, la tensión de salida es, en realidad:

$$V_0 = A_v \cdot (V_+ - V_- + V_{os}) \quad (4.1)$$

El coeficiente V_{OS} se denomina *tensión de offset de la entrada* y equivale a una tensión adicional aplicada en el terminal no inversor del amplificador y que se supone en serie con V_+ .

- Impedancia de entrada: Idealmente, un amplificador operacional tiene una impedancia de entrada infinita. Sin embargo, esto no es así puesto que, en la práctica, hay una resistencia y un condensador en paralelo entre los dos terminales de entrada. En amplificadores de entrada bipolar, esta resistencia es del orden de varios megaohms. En el caso de que la entrada sea JFET o MOSFET, es prácticamente infinita a bajas frecuencias aunque disminuye a medida que aumenta la frecuencia de la señal. Las resistencias de realimentación deben ser siempre mucho menores que la impedancia de entrada.

- Corriente de polarización de la entrada: La resistencia de entrada justificaría que apareciesen corrientes de entrada en el caso de que hubiese una diferencia de tensión apreciable entre los terminales de entrada. Sin embargo, siempre existe una corriente de entrada o salida en cada uno de los terminales que no pueden justificarse por la resistencia de entrada. Este indicio apunta hacia la existencia de un par de corrientes que fluyen desde cada una de las entradas hacia tierra. Se denominan *corrientes de polarización de la entrada inversora y no inversora*, I_{B+} e I_{B-} (Fig. 4.3a).

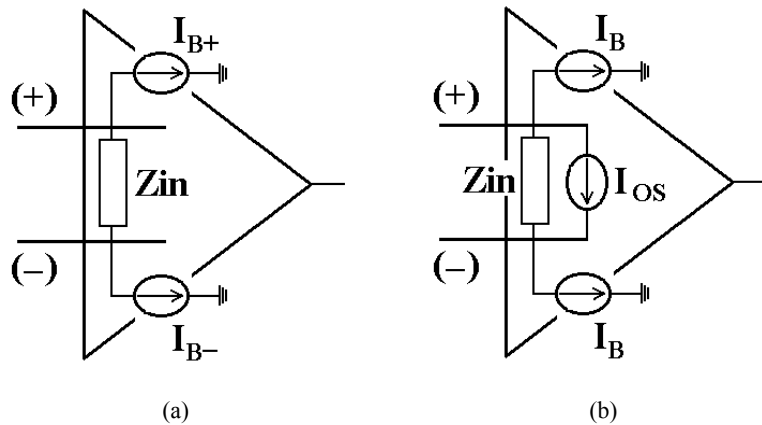


Fig. 4.3a-b: Corrientes de polarización de las entradas (a) y de polarización y offset (b).

Estas son las corrientes que existen en la realidad y cuya presencia se puede justificar teóricamente. Sin embargo, suelen utilizarse un par de corrientes derivadas de las anteriores llamadas *corrientes de polarización y de offset de la entrada*, I_B e I_{OS} . Se calculan de la siguiente forma:

$$I_B = \frac{I_{B+} + I_{B-}}{2}, \quad I_{OS} = \frac{I_{B+} - I_{B-}}{2} \quad (4.2a-b)$$

De acuerdo con esta nueva definición, una fuente de corriente de valor I_B parte de cada terminal hacia tierra. Otra corriente, I_{OS} , fluye desde el terminal no inversor al inversor (Fig. 4.3b). En los amplificadores de entrada bipolar, estas corrientes son del orden del nA o superior. En cambio, si la entrada es un transistor de efecto campo, son del orden de pA o incluso fA.

- Ganancia en lazo abierto: Es el parámetro A_V que puede hallarse en (4.1). Idealmente, tiene valor infinito. Sin embargo, la ganancia de la mayor parte de los amplificadores es del orden de 10^5 - 10^6 y sólo unos amplificadores especiales tienen ganancias del orden de 10^7 .

- Ganancia del modo común: Un amplificador operacional ideal sólo amplifica la diferencia de tensiones. En cambio, uno real también puede amplificar el modo común y se va a verificar que:

$$V_O = A_V \cdot (V_+ - V_- + V_{OS}) + A_{CM} \cdot (V_+ + V_-) \quad (4.3)$$

Esta ganancia es mucho menor que la ganancia diferencial aunque su efecto puede ser importante. Normalmente, se define *razón del rechazo del modo común (CMRR)* al valor:

$$CMRR = \frac{A_V}{A_{CM}} \quad (4.4)$$

- Razón de rechazo de las tensiones de alimentación (PSRR): Los amplificadores ideales son independientes de las tensiones de alimentación. Sin embargo, la tensión de *offset* de los amplificadores reales se modifica con el valor de éstas. Se deben definir dos parámetros característicos del dispositivo, $PSRR^+$ y $PSRR^-$, y se verifica que:

$$V_{OS} [V_{CC}, -V_{EE}] = V_{OS} [0, 0] + PSRR^+ \cdot V_{CC} + PSRR^- \cdot V_{EE} \quad (4.5)$$

siendo V_{CC} y $-V_{EE}$ las tensiones de alimentación del amplificador operacional.

- Impedancia de salida: La salida de un amplificador operacional no tiene una resistencia nula sino que tiene un valor de unas decenas de ohmios. Es un parámetro difícil de medir y afecta sobre todo a la ganancia en lazo abierto efectiva del amplificador operacional.

- Corriente de cortocircuito de la salida (Short Circuit Current, I_{ShCC}): Ésta es la máxima corriente que puede proporcionar un amplificador operacional. En rigor, hay que definir dos corrientes, en función del signo. Si el amplificador actúa como una fuente, la máxima corriente que puede suministrar se llama *corriente de cortocircuito positiva*. En cambio, si actúa como sumidero, la máxima corriente que puede absorber es la *corriente de cortocircuito negativa*.

- Desplazamiento de la tensión de saturación (Saturation Voltage Swing, SVS): Cuando un amplificador ideal está en saturación, la tensión de salida es igual a la tensión de alimentación de este signo. Sin embargo, siempre es algo menor y deben definirse los siguientes parámetros:

$$SVS^+ = V_{CC} - V_{SAT,POS} \quad SVS^- = V_{SAT,NEG} - V_{EE} \quad (4.6a-b)$$

- Corriente de alimentación (Quiescent Current, QC): Es la mínima corriente que requiere un amplificador operacional para funcionar, necesaria para polarizar los componentes internos. En la práctica, es la corriente que consume un operacional polarizado en montaje de seguidor con su entrada conectada a tierra.

- Frecuencia de Ganancia Unidad: Esta magnitud también se conoce como “*producto ganancia-ancho de banda*”. El comportamiento en frecuencia de un amplificador operacional se puede modelar satisfactoriamente mediante el modelo del *polo único*. En ap. 4.3.5 se explicará en detalle este modelo.

- Rapidez de respuesta (Slew Rate, S. R.): Esta magnitud, junto con el producto ganancia-ancho de banda, controla el comportamiento en frecuencia de un amplificador operacional. Esta magnitud limita la velocidad de respuesta de un amplificador operacional pues se debe verificar siempre que:

$$-SR_{NEG} \leq \frac{dV_{OUT}}{dt} \leq SR_{POS} \quad (4.7)$$

Por tanto, la tensión de salida de un operacional sólo puede variar un máximo de SR_{POS} V/s si está creciendo o $-SR_{NEG}$ si está disminuyendo. Normalmente, se suele denominar *slew rate* al menor de ambos valores.

Existen otros parámetros que caracterizan el comportamiento de un amplificador operacional. Puede hallarse un listado completo de ellos en [Car01] pero no se definirán en esta memoria ya que los parámetros anteriormente enumerados son los más importantes al caracterizar estos dispositivos.

4.2 Bloques internos de un amplificador operacional

Las propiedades enunciadas en el apartado anterior van a evolucionar a medida que el amplificador es sometido a radiación. El objetivo de este capítulo es servir de puente entre los fenómenos descritos en los capítulos 2 y 3 y los datos experimentales mostrados en los siguientes capítulos. Para ello, se describirá cómo se construye un amplificador operacional a partir de componentes discretos y cual es la influencia de estos parámetros en sus características externas. Por este motivo, este apartado va a describir las partes que conforman un amplificador operacional así como las configuraciones comúnmente utilizadas.

En general, todo amplificador operacional tiene tres grandes bloques o etapas: Entrada, ganancia y salida [Gre97, p. 157], siendo las topologías de construcción muy similares en la mayor parte de los amplificadores operacionales [Smi94]. La etapa de *entrada* siempre es un amplificador diferencial en cuyo diseño no se presta tanta atención a la ganancia como a la impedancia de entrada. En cambio, la etapa de *ganancia* debe amplificar la señal diferencial hasta límites muy elevados en tanto que la última etapa, llamada de *salida*, es la encargada de

minimizar la resistencia de salida y de proporcionar la corriente que fuera necesaria para polarizar la red que realimenta al amplificador. Algunos amplificadores carecen de la etapa de ganancia, bien por necesidad de la frecuencia de trabajo (Op amps de alta frecuencia) o bien por necesidad de espacio, como ocurre en los multiamplificadores, que son circuitos integrados en los que se han colocado 2 ó 4 amplificadores en el mismo chip. Asimismo, los amplificadores operacionales necesitan fuentes y espejos de corriente para polarizar los distintos bloques que lo constituyen.

4.2.1 Fuentes de corriente en amplificadores operacionales

Las etapas activas de los amplificadores operacionales son polarizadas con fuentes de corriente. Normalmente, se implementa un número pequeño de fuentes primarias y son los espejos de corriente, más sencillos de construir, los encargados de llevar la corriente a los demás bloques del amplificador.

La solución más sencilla para construir una fuente de corriente es utilizar una simple resistencia entre la alimentación y un espejo de corriente (Ap. 4.2.2). Sin embargo, esto tiene el inconveniente de que la corriente de referencia es directamente proporcional al valor de la fuente de alimentación. Esta elección podría disparar el consumo de corriente y hacer que las características del amplificador dependan de la tensión de alimentación. Por esta causa, se prefiere el uso de fuentes de corriente independientes de las tensión de alimentación para construir amplificadores operacionales.

De acuerdo con Gray y Meyer [Gra95, pp. 332-338], las fuentes primarias de corriente en amplificadores operacionales de tecnología bipolar se construyen utilizando como referencia la tensión BE de los transistores bipolares o la tensión de ruptura de un diodo Zener. Estas fuentes tienen la ventaja de ser independientes de la tensión de alimentación e incluso de la temperatura. Otro conjunto adicional de fuentes de corriente muy populares es el formado por los JFET de canal p en amplificadores bipolares [Soc85]. Cortocircuitando la puerta y la fuente, se obtiene un diodo de corriente constante que puede utilizarse como fuente primaria de corriente.

4.2.1.1 Fuentes de corriente con referencia en la tensión base-emisor y térmica

Algunos circuitos que se utilizan habitualmente en algunos amplificadores operacionales se muestran en las fig. 4.4a-c. Se puede demostrar que la corriente de salida de las fuentes es, en cada uno de los casos:

$$\text{Fig. 4.4.a} \rightarrow I_{SAL} \approx \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 1} \frac{V_{BE,1}}{R_2} + \frac{V_{CC}}{R_1(1 + h_{FE})}, \quad \frac{V_{CC}}{R_1} = I_{S, BE,1} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE,1}}{mV_T}\right) \quad (4.8a)$$

$$\text{Fig. 4.4.b} \rightarrow I_{SAL} = \frac{V_{BE,1}}{R} (1 - h_{FE}^{-1}), \quad I_{SAL} = h_{FE} I_{S, BE,1} \exp\left(\frac{V_{BE,1}}{mV_T}\right) \quad (4.8b)$$

$$\text{Fig. 4.4.c} \rightarrow I_{SAL} = \frac{mV_T}{R} \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 1} \ln 2 \quad (4.8c)$$

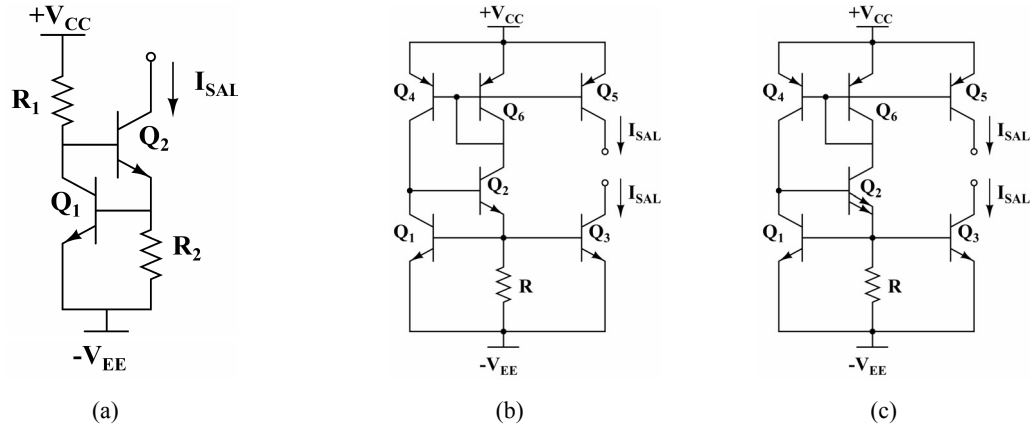


Fig. 4.4a-c: Distintas configuraciones basadas en la tensión BE. Los transistores son nominalmente similares. El modelo más sencillo es (a) aunque tiene el inconveniente de que es ligeramente dependiente de la tensión de alimentación. Esto se resuelve definitivamente en (b) pero, a causa de la realimentación, existe un estado estable en el que las corrientes son nulas. Es necesario incorporar circuitos de disparo. Finalmente, (c) es un circuito típico en el que se toma como referencia V_T . La superficie BE del transistor Q_2 de fig. 3.4.c es el doble de la de los otros. Esta red puede utilizarse para medir la temperatura del dispositivo.

Se ha supuesto que todos los transistores tienen la misma ganancia. En los dos primeros casos, no puede obtenerse una representación cerrada de la corriente de salida sino que hay que resolver un sistema de ecuaciones no lineal para conocer el punto de operación del circuito.

En el conjunto anterior de ecuaciones, los resultados dependen de la ganancia, de la corriente de saturación inversa de las uniones PN y del coeficiente m . Sin embargo, no se ha tenido en cuenta que existen resistencias parásitas y efecto Early. En general, la existencia de resistencias parásitas en la base de los transistores limita la corriente que circula a través de ella por lo que la corriente de colector será menor de lo esperado. Las resistencias de colector serán importantes si las tensiones de alimentación son pequeñas pues pueden impedir que los transistores estén en zona activa directa y que las ecuaciones anteriores no sean válidas. El efecto de esta resistencia es más importante en el caso de que la base y el colector estén cortocircuitados (P. e., Q_6 en fig. 4.4c). La resistencia disminuye forzosamente la corriente que puede circular a través del colector ya que se debe cumplir que $I_C R_C < V_{BE(ON)} \approx 0.7 V$.

El efecto Early provoca una dependencia de la intensidad de colector de la tensión V_{CE} . Este hecho es particularmente importante en los transistores de salida pues su efecto es similar a una resistencia en paralelo con el colector del transistor, cuyo valor es:

$$R_O = \left(\frac{\partial I_{SAL}}{\partial V_{SAL}} \right)^{-1} = \frac{V_{EAR}}{I_{SAL}} \quad (4.9)$$

Siendo V_{EAR} la tensión Early del transistor de salida e I_{SAL} la corriente de salida. Esta resistencia es la de salida de la fuente de corriente y, cuanto menor sea su valor, más alejada estará la fuente de la idealidad.

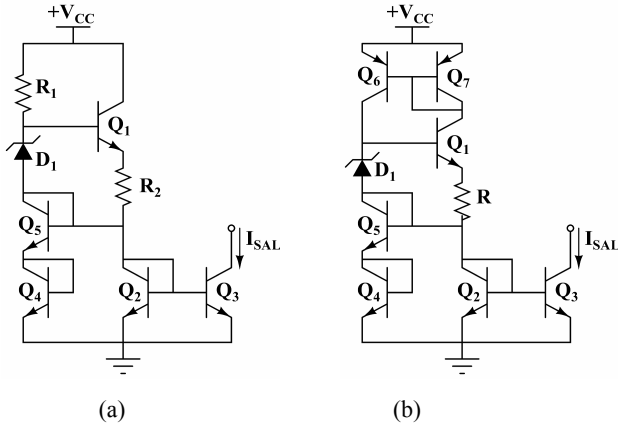


Fig. 4.5: Fuentes de corriente basadas en un diodo Zener. El circuito (b) se encuentra autopolarizado.

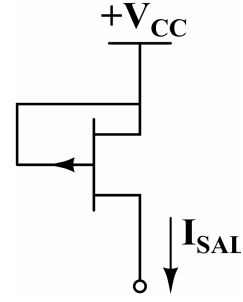


Fig. 4.6: Transistor JFET polarizado como fuente de corriente.

4.2.1.2 Fuentes de corriente basadas en diodos Zener

Estas fuentes se basan en la creación de una diferencia de potencial en una resistencia por medio de un diodo Zener. Se crea una corriente constante que se refleja por medio de sencillos espejos de corriente. Fig. 4.5a-b muestran diversas configuraciones capaces de proporcionar una corriente independiente de la tensión de polarización. En ambos circuitos, la corriente de salida de las fuentes de corriente es:

$$I_{SAL} \approx \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 2} \frac{V_Z - (V_{BE,1} + V_{BE,2} - V_{BE,4} - V_{BE,5})}{R_2} \quad (4.10)$$

La única diferencia existente entre ambos circuitos es que en el primer circuito existe una leve dependencia de la tensión de alimentación ya que la tensión de ruptura del diodo Zener no es constante (Ap. 3.4.2) y depende de la corriente que lo atraviesa. En cambio, en el segundo circuito, se utiliza una carga activa en lugar de la resistencia y este efecto se reduce apreciablemente.

Por otro lado, la resistencia de salida de la fuente es similar a la de las fuentes descritas en el apartado anterior. La ecuación (4.9) es aún válida.

4.2.1.3 Fuentes de corriente basadas en transistores JFET

El estudio de estas fuentes es extremadamente sencillo. A fin de cuentas, un transistor FET se puede modelar como una fuente de corriente y basta con cortocircuitar la puerta con el drenador (Fig. 4.6) para obtener una fuente de corriente. En esta configuración, $V_G = V_S$, se descubre inmediatamente que la corriente que la atraviesa es, aproximadamente:

$$I \approx I_{DSS} \cdot (1 + \lambda V_{DS}) \quad (4.11)$$

Se ha utilizado (3.44) y (3.48) para obtener estas ecuaciones. Además, se ha supuesto que la alimentación es suficientemente alta como para que el transistor se encuentre en saturación. El problema de esta configuración es que tiene una dependencia fuerte de la tensión de alimentación. Por este motivo, se realizan construcciones algo más complejas, en las que se usan

resistencias entre la puerta y la fuente, diodos Zener entre fuente y drenador o configuraciones *cascode*. De esta forma, se minimiza aquella dependencia.

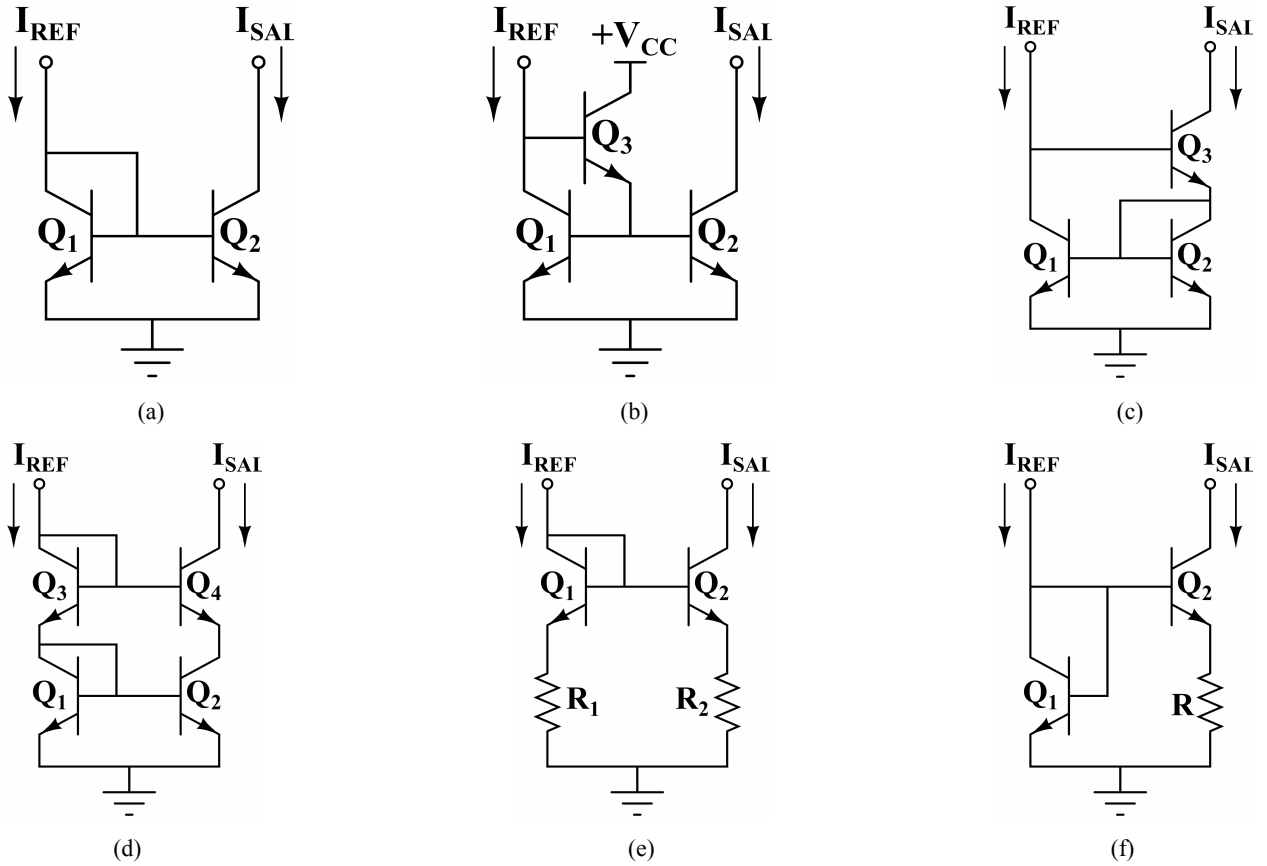


Fig. 4.7: Diversas configuraciones de espejos de corriente. (a) Espejo Simple (b) Espejo de corriente con compensación en la base (c) Espejo Wilson (d) Espejo Cascode (e) Espejo basado en resistencias y (f) Espejo Widlar.

4.2.2 Espejos de corriente

Un espejo de corriente es un subcircuito electrónico capaz de hacer que la corriente que circula por una de sus ramas sea igual a la que circula por otra. No es difícil reconocer algunas configuraciones de este tipo en las fuentes de corriente estudiadas con anterioridad. Por ejemplo, los transistores Q_2 y Q_3 de fig. 4.5a-b constituyen un espejo simple de corriente. Sin embargo, su uso no está restringido a la construcción de fuentes de corriente. Por ejemplo, pueden utilizarse para dividir con exactitud la corriente que circula por las ramas de un par diferencial. Existen distintas configuraciones con menor o mayor eficacia que se enumeran en fig. 4.7a-f. Los valores de la corriente y de la resistencia de salida de los espejos son:

$$\text{Espejo Simple:} \quad \frac{I_{SAL}}{I_{REF}} = \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 2} \quad R_O = \frac{V_{EAR,2}}{I_{SAL}} \quad (4.12a-b)$$

$$\text{Base compensada:} \quad \frac{I_{SAL}}{I_{REF}} = \frac{h_{FE}^2 + h_{FE}}{h_{FE}^2 + h_{FE} + 2} \quad R_O = \frac{V_{EAR,2}}{I_{SAL}} \quad (4.13a-b)$$

$$\text{Wilson:} \quad \frac{I_{SAL}}{I_{REF}} = \frac{h_{FE}^2 + 2h_{FE}}{h_{FE}^2 + 2h_{FE} + 2} \quad R_O = \frac{V_{EAR}}{I_{SAL}} \left(1 + \frac{h_{FE}}{2} \right) \quad (4.14a-b)$$

$$\text{Cascode:} \quad \frac{I_{SAL}}{I_{REF}} = \frac{h_{FE}^2}{h_{FE}^2 + 4h_{FE} + 2} \quad R_O = \frac{V_{EAR}}{I_{SAL}} (1 + h_{FE}) \quad (4.15a-b)$$

$$\text{Resistencias:} \quad I_{REF} \cdot R_1 \approx I_{SAL} \cdot R_2 \quad (4.16)$$

$$\text{Widlar:} \quad mV_T \ln \left(\frac{I_R}{I_{SAL}} \right) = R \cdot I_{SAL} \quad (4.17)$$

Estas configuraciones son las más populares y representativas aunque hay muchas más estructuras de espejos de corriente, resultados de realizar leves modificaciones de las estructura básicas. Los cuatro primeros tipos de fuente de corriente tienen el objetivo de conseguir que circule la misma corriente a través de dos ramas distintas. Por ejemplo, si los transistores tienen ganancia 100, la relación entre la corriente de salida y de referencia es 98 %, 99.98%, 99.98% y 96.13%. La peor capacidad de reflexión pertenece a la configuración *cascode* aunque este defecto es compensado con creces por la altísima impedancia de salida.

El espejo simple se utiliza en situaciones en los que se intente ahorrar componentes y espacio en un circuito integrado y en los que no se requiera una reflexión extraordinariamente exacta. Las fuentes de corriente descritas en el apartado anterior son un claro ejemplo de esta situación, tal y como se observa en fig. 4.4-4.5: Varias fuentes llevan la corriente de polarización al circuito por medio de un espejo simple.

Las fuentes de base compensada y Wilson se suelen utilizar en situaciones en las que se exija un reflejo de corriente exacto. Este hecho es importante en los amplificadores diferenciales. Como veremos en los apartados posteriores, en éstos se exige que circule la misma corriente a través de las dos ramas del amplificador. En caso de no ocurrir así, aumenta el valor del offset y de la ganancia del modo común.

El espejo cascode tiene la ventaja de que su impedancia de salida es muy elevada. Por tanto, este espejo se debe utilizar para casos en los que la fuente ataque un circuito con baja impedancia de entrada.

Los últimos espejos de corriente que se han dibujado son el basado en resistencias y, su caso extremo, el espejo Widlar. En realidad, no son propiamente espejos pues la corriente es diferente en ambas ramas. El primer espejo se utiliza para multiplicar o dividir una corriente ya que es más sencilla la implementación de resistencias de valor conocido que de ajustar la ganancia de los transistores. Por otro lado, este mismo efecto se puede conseguir en los anteriores espejos jugando con las superficies de emisor. En efecto, si la unión BE de los emisores Q_1 y Q_2 tienen diferente superficie, esta relación se transmite a las corrientes. Si el transistor Q_1 tiene un área A y Q_2 un área pA , la relación $I_{SAL}/I_R \approx p$. El espejo Widlar es utilizado para el caso de que la corriente de salida sea mucho menor que la de entrada. Esta configuración hace posible la creación de fuentes de corriente de valor muy bajo (del orden de μA o menor). De esta forma se evita el uso de fuentes de corriente puras pues deberían utilizarse resistencias

de centenares de $k\Omega$, muy difíciles de implementar en circuitos integrados, como se mostró en ap. 3.3.1.

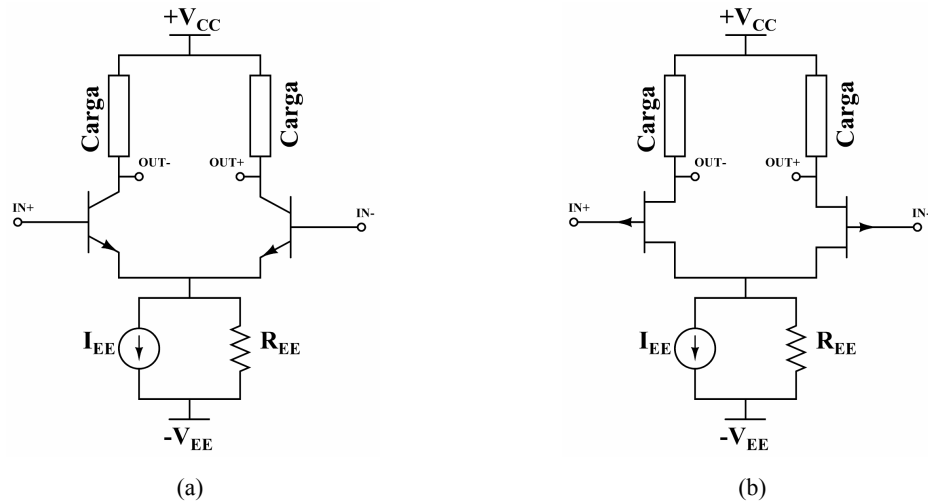


Fig. 4.8 : Amplificadores operacionales con entrada bipolar (a) y JFET (b)

4.2.3 Etapas de entrada de un amplificador operacional

La etapa de entrada de un amplificador operacional es siempre un par diferencial, cuyo cometido es que el amplificador trabaje con diferencias de tensión. Este par puede estar formado por transistores bipolares o por JFET (Fig. 4.8a-b).

Un amplificador diferencial está formado por un par de transistores idénticos con cargas similares y una fuente de corriente para polarizar los componentes. La diferencia entre las tensiones de las entradas produce una diferencia de tensión entre los terminales de salida. Las cargas de los transistores pueden ser bien resistencias o bien fuentes de corriente. Algunas veces ambos tipos de cargas pueden combinarse para colocar entre ellas un potenciómetro que permita eliminar la tensión de *offset* de la entrada.

En lugar de polarizar cada rama con una fuente de corriente, se suele colocar un espejo que divide la corriente de polarización I_{EE} entre ambas ramas. Para evitar errores en la amplificación, es estrictamente necesario que exista una simetría completa entre ambas ramas. Por tanto, las resistencias y los transistores deben estar perfectamente apareados. Si se utilizan espejos de corriente como carga, es necesario que la relación entre corriente de referencia y reflejada sea exacta. Esto implica que, cuanto mayor sea la precisión del amplificador operacional, más complejos deben ser los espejos de corriente utilizados. Por ejemplo, el espejo de base compensada o Wilson permiten un pareado casi perfecto. En cambio, el espejo simple o el cascode no lo podrían conseguir.

En el caso de que los componentes de fig. 4.8a-b tengan exactamente las mismas características y que $V_{IN+} = V_{IN-}$, la corriente I_{EE} se reparte equitativamente entre las dos ramas del par diferencial. Esta condición de equilibrio se rompe cuando $V_{IN+} \neq V_{IN-}$. En este caso, las

corrientes que circulan por las dos ramas del amplificador son distintas aunque su suma es igual a I_{EE} en todo momento.

En el par bipolar, se puede deducir que la diferencia de corrientes entre ambas ramas ΔI es proporcional a I_{EE} , al coeficiente α de los transistores y a la diferencia de tensiones $\Delta V_{IN} = V_{IN+} - V_{IN-}$, siempre y cuando ésta sea del orden de V_T . Si el par diferencial es tipo JFET, la diferencia de corrientes entre las ramas es proporcional a la raíz cuadrada de la corriente de polarización I_{EE} y a la corriente máxima I_{DSS} de los transistores, e inversamente proporcional a la tensión de *pinch-off* V_{P0} [Ras00].

La ganancia en corriente es independiente del tipo de carga del par. En cambio, la diferencia de tensiones $\Delta V_{OUT} = V_{OUT+} - V_{OUT-}$ sí depende de este factor y es independiente de que el par sea bipolar o JFET. En el caso de que la carga sea una resistencia R_C , se cumplirá que $\Delta V_{OUT} = R_C \Delta I$. Si la carga es activa, es decir, basada en espejos y fuentes de corriente, la diferencia de tensiones es proporcional al cociente entre la tensión Early de los transistores de la carga activa y la tensión térmica V_T , eliminándose toda dependencia de la corriente de polarización del par.

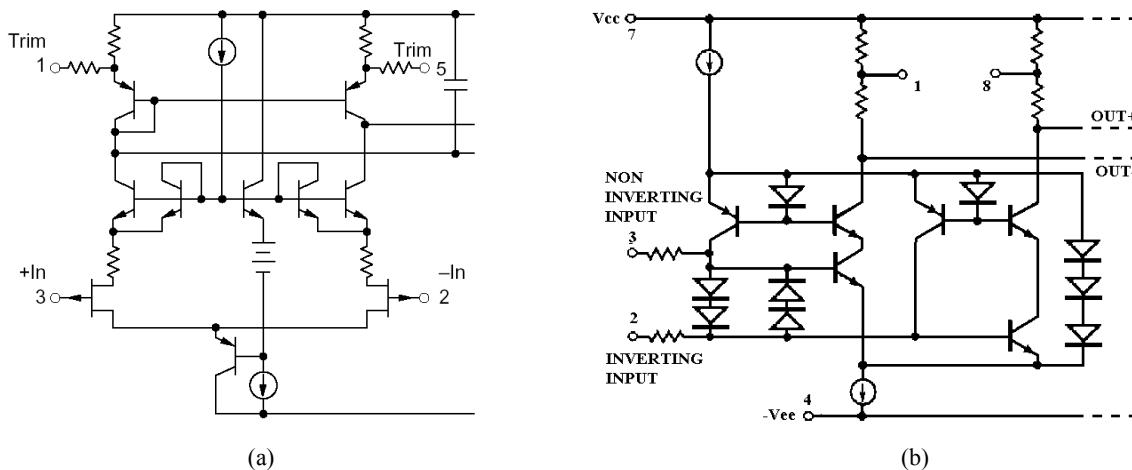


Fig. 4.9 : Etapas de entrada de los amplificadores operacionales OPA627 (a) y OP-07 (b)

Normalmente, las cargas activas proporcionan una ganancia más alta que las resistencias. Sin embargo, la función primordial de esta etapa no es conseguir una alta ganancia sino dotar al amplificador operacional de una alta impedancia de entrada, aumentar el rechazo de la tensión de modo común, etc. Por este motivo, se suelen utilizar espejos complejos para dividir perfectamente la corriente entre ambas ramas: Al aumentar la simetría entre las ramas, se incrementa el rechazo al modo común. Por otra parte, el uso de cargas resistivas permiten la minimización de la tensión de *offset* desde el exterior por medio de potenciómetros. Ambas opciones pueden combinarse para mejorar las características del dispositivo. Fig. 4.9a-b muestran las etapas de entrada de un amplificador operacional OPA627, de Burr-Brown, y del modelo OP07, de Analog Devices. En el primero, puede verse un espejo de corriente, derivado del espejo de base compensada, que se ha combinado con un par de resistencias que se pueden conectar con un potenciómetro para eliminar el *offset*. En el segundo, hay un par PNP asociado

con transistores NPN y con resistencias entre las que se puede intercalar un potenciómetro para eliminar la tensión de *offset* de entrada.

El siguiente objetivo de esta etapa es el aumento de la impedancia de entrada. Este problema es mínimo en el caso de que el par sea tipo JFET puesto que las propias características de estos componentes hacen que la impedancia de entrada y las corrientes de polarización sean despreciables. El problema se agudiza en el caso de que el par de transistores sea bipolar. El aumento de la impedancia de entrada es un asunto paralelo a la reducción de las corrientes de polarización de las entradas. Estas corrientes no son sino las corrientes de base de los transistores del par bipolar y es necesario minimizarlas al máximo para mejorar el amplificador.

Hay varias estrategias para afrontar este problema. En primer lugar, la corriente de base es proporcional a la corriente de colector. Por tanto, una reducción de ésta conduce a un descenso de la corriente de base. Por ello, el uso de espejos Widlar goza de bastante popularidad con el objeto de producir corrientes muy bajas para alimentar el par diferencial (Del orden de decenas de μA , como es el caso del amplificador $\mu\text{A}741$). El precio que hay que pagar es la reducción dramática de la ganancia de esta etapa por lo que se debe transferir casi íntegramente la misión de amplificar a la etapa de ganancia. Otro inconveniente es que, como se verá más adelante, cuanto menor sea la corriente de polarización de esta etapa, peor es el comportamiento en frecuencia.

Un procedimiento alternativo para aumentar la impedancia de entrada es incrementar la ganancia h_{FE} de los transistores del par diferencial. Para ello, se utilizan transistores de superbeta, con una base tan estrecha que permiten ganancias entre 2000 y 5000. El problema de estos transistores es que tienen una tensión de ruptura $V_{CB,O}$ muy baja y debe usarse un transistor de protección. Otra opción es el uso de transistores en configuración Darlington. Por último, existe una opción más elegante que es el uso de redes de realimentación que reducen la corriente de entrada al mínimo. El problema de esta solución es que el número de componentes en el circuito integrado (y, por ende, su consumo) se hace mucho mayor. Fig. 4.9b, perteneciente al amplificador operacional OP-07, es un ejemplo de este tipo de redes. Esta red de realimentación será estudiada en detalle en ap. 6.2.6.

4.2.4 Etapa de ganancia de un amplificador operacional

Una vez que se han restado las señales en la etapa de entrada y que se ha llevado a cabo la primera amplificación, es necesario continuarla hasta límites casi infinitos. Esta etapa es la encargada de proporcionar la mayor parte de la ganancia del amplificador operacional. En algunos amplificadores, se elimina para abaratar la construcción.

La etapa de amplificación puede construirse de dos maneras: Por un lado, se puede optar por amplificar la diferencia de tensiones $\Delta V_{OUT} = V_{OUT+} - V_{OUT-}$ por medio de un nuevo par diferencial similar a los que constituyen la etapa de entrada. La diferencia entre ellos estriba en que se prima en su diseño la ganancia en tensión del par diferencial y no la impedancia de

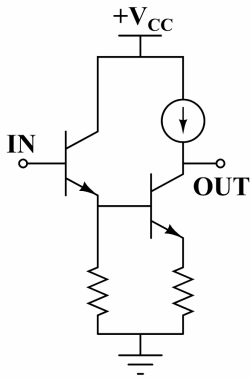


Fig. 4.10: Etapa de ganancia basada en un par Darlington

entrada o el rechazo del modo común. Por este motivo, pueden utilizar corrientes de polarización bastante elevadas, cargas activas puras, etc.

En otros amplificadores, como los modelos μ a741 o LF351, la etapa de ganancia es un par Darlington con una carga activa que amplifica la tensión V_{OUT-} de salida de la etapa de entrada (Fig. 4.10). Se amplifica esta tensión, y no V_{OUT+} , pues esta etapa de ganancia es inversora.

Sin embargo, sea cual sea la estructura de la etapa de ganancia, es necesario el uso de un condensador entre la entrada y la salida de esta etapa para estabilizar el sistema. Los amplificadores de muy alta ganancia son inestables por efecto de la realimentación positiva. A causa de esto, es necesario colocar un condensador entre la entrada y la salida de la etapa de ganancia para dotar al amplificador operacional de la estabilidad de la que carecen [Gra95, p. 607]. El condensador adicional introduce un polo en una frecuencia menor que los polos y ceros naturales del sistema y, a cambio de reducir el producto ganancia-ancho de banda, el amplificador operacional se hace estable. Como se verá, este condensador es el responsable de que se pueda utilizar el modelo de polo dominante de un amplificador operacional y del fenómeno de *slew-rate*.

4.2.5 Etapa de salida de un amplificador operacional

A diferencia de las anteriores etapas, el objetivo de esta última es disminuir la resistencia de salida, incrementar la corriente en cortocircuito y reducir la distorsión de la salida del amplificador operacional. Normalmente, su ganancia es 1.

Existen diferentes configuraciones que pueden desarrollar esta función. En general, las etapas de salida se suelen clasificar en cuatro tipos [Ras00]: *Clase A*, si proporciona corriente sea cual sea el signo de la tensión de salida, aunque la corriente de salida sea menor que la que polariza los transistores de salida; *Clase B*, si sólo funciona con un signo de la tensión de entrada aunque, a cambio, el consumo en reposo es cero; Las clases *AB* y *C* constan de dos etapas clase B que trabajan con tensiones de salida de distinto signo. La diferencia entre ambos tipos estriba en el hecho de que por las salidas tipo AB circula una pequeña corriente que polariza ambas partes de tal forma que existe una zona en torno a 0 V en la salida en que ambas partes están trabajando. En cambio, en el tipo C esta corriente de polarización no existe y aparece en la tensión de salida una zona en torno a 0 V en la que ninguna de las dos partes está trabajando. Las etapas tipo C también se denominan *Clase B en contrafase*.

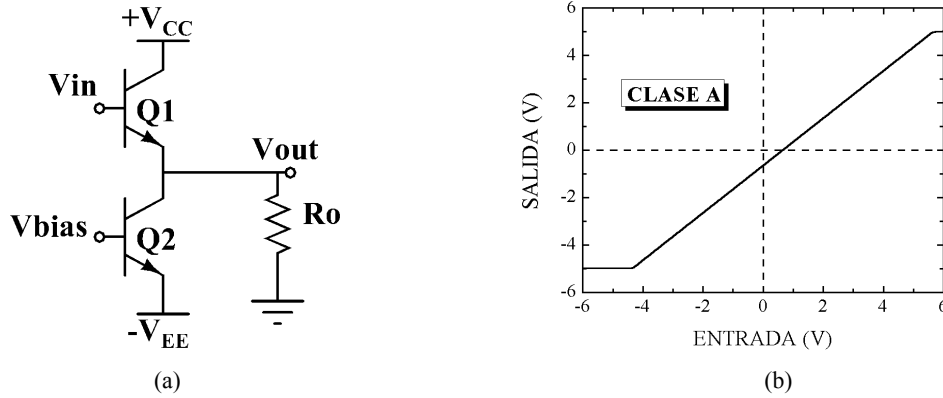


Fig. 4.11: Etapa de salida tipo A (a) y relación entrada-salida (b).

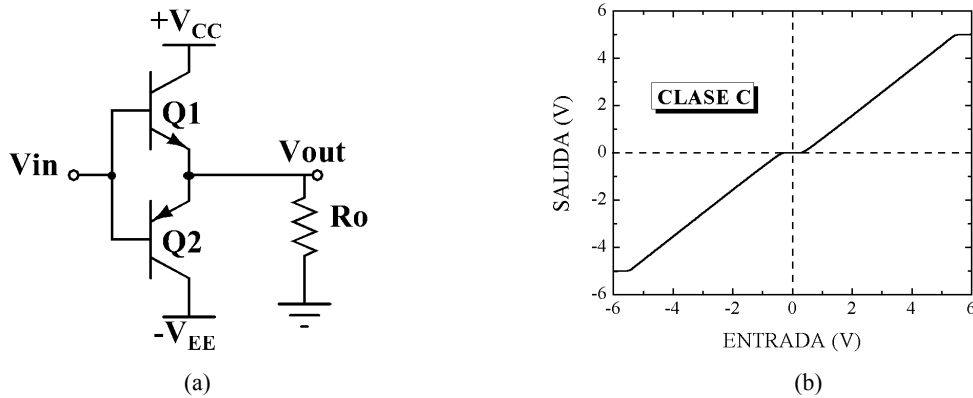


Fig. 4.12: Etapa de salida tipo C (a) y relación entrada-salida (b)

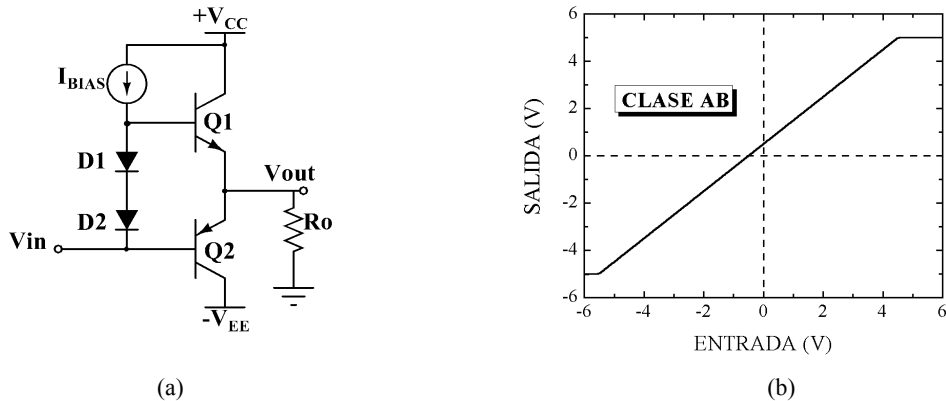


Fig. 4.13: Etapa de salida tipo AB (a) y relación entrada-salida (b)

Fig. 4.11a muestra una etapa de salida tipo *seguidor de emisor*, que es tipo A. En efecto, la corriente que circula por el colector de Q1 es siempre mayor que la que puede transferirse a la carga, puesto que una parte de la corriente se destina a polarizar Q2. En este circuito, se verifica que $V_{OUT} = V_{IN} - V_{BE,Q1} \approx V_{IN} - 0.6$. La representación exacta se encuentra en fig. 4.11b y se comprueba que es una etapa muy lineal aunque tiene el inconveniente de que tiene un elevado consumo de corriente. La simulación de fig. 4.11b se realizó en Spice, utilizando como transistor NPN el modelo 2N2222, alimentaciones de ± 5 V, $V_{BIAS} = 0.645$ V y $R_O = 10$ M Ω .

En cambio, fig. 4.12a muestra una etapa de salida típica de clase C. En función del signo de la entrada, se activa un transistor u otro. Así, si la tensión de entrada es positiva, el transistor Q1 se encuentra en zona activa directa y Q2 en corte, verificándose que:

$$V_{OUT} = V_{IN} - V_{BE,Q1} \approx V_{IN} - 0.6, \quad \text{si } V_{OUT} > 0 \quad (4.18)$$

Si la entrada es negativa, los papeles de los transistores se intercambian y se verifica que:

$$V_{OUT} = V_{IN} + V_{BE,Q2} \approx V_{IN} + 0.6, \quad \text{si } V_{OUT} < 0 \quad (4.19)$$

El mayor problema de esta etapa de salida es que existe una zona muerta en $V_{IN} \approx 0$ V, en la que ninguno de los transistores está polarizado. Este hecho puede verse con claridad en fig. 4.12b: La salida es nula si la entrada está entre ± 0.6 V y es lineal en el resto del intervalo. Se utilizaron en la simulación los transistores 2N2222 y 2N2604.

Finalmente, fig. 4.13a muestra una etapa clase AB típica, llamada de “*push-pull*”. En este caso, los dos transistores están polarizados cuando la tensión de entrada está situada en torno a 0 V. En efecto, si $V_{IN} = 0$, la tensión de la base del transistor Q1 es $V_{D1} + V_{D2} \approx 1.2-1.4$ V, que es suficiente para polarizar Q1 y Q2, que está en serie con él, y eliminar la zona muerta. Esta configuración de salida es muy lineal puesto que se verifica que:

$$\begin{aligned} V_{OUT} &= V_{IN} + V_{D1} + V_{D2} - V_{BE,Q1} & \text{si } V_{OUT} > 0 \\ V_{OUT} &= V_{IN} + V_{BE,Q1} & \text{si } V_{OUT} < 0 \end{aligned} \quad (4.20)$$

Ambas expresiones se reducen a $V_{OUT} \approx V_{IN} + 0.6$ si se acepta el modelo simplificado de unión PN. Fig. 4.13b muestra el valor exacto de la relación entrada-salida de esta etapa realizada mediante una simulación en Spice. Se utilizaron los transistores 2N2222 y 2N2604, el diodo 1N4448, $I_{BIAS} = 100 \mu\text{A}$ y $R_O = 10 \text{ M}\Omega$.

En los amplificadores de pequeña señal, se busca un compromiso entre la linealidad de las etapas tipo A y el bajo consumo de las tipo C. Por este motivo, la elección más popular para estos amplificadores operacionales son las etapas de salida tipo AB. Normalmente, las etapas de salida clase A y clase C son utilizados en el diseño de amplificadores de potencia, en los que los condicionamientos anteriores no son tan estrictos.

La configuración mostrada en fig. 4.13a es la construcción AB más básica que puede utilizarse y se puede hallar en algunos amplificadores operacionales de bajo coste, como el modelo LF351. Sin embargo, suele introducirse diversas modificaciones en la etapa de salida de los amplificadores operacionales:

-Pares Darlington: En algunos casos, se pueden sustituir los transistores de la etapa de salida por pares Darlington. De esta forma, se aumenta la corriente que puede proporcionar el amplificador operacional. Esta solución es universalmente utilizada en todos los amplificadores operacionales de potencia.

Obviamente, es necesario realizar modificaciones suplementarias para mejorar la etapa de salida. Por ejemplo, la anchura de la zona muerta de las salidas tipo C es el doble de la que se muestra en fig. 4.12b. En las salidas tipo AB, la tensión de la base del par Darlington NPN que sustituye a Q1 debe ser alrededor de 2.4-2.8 V mayor que la tensión de entrada. Esto implica que hay que colocar cuatro diodos en serie o utilizar redes con resistencias que realizan la misma función (Fig. 4.14).

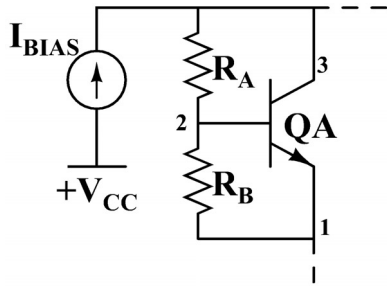


Fig. 4.14: Red de realimentación para conseguir $V_{CE} = 2.8 \text{ V}$ en QA eligiendo adecuadamente R_A y R_B .

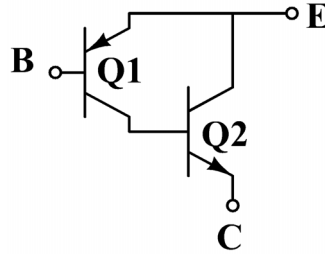


Fig. 4.15: Falso transistor PNP construido con transistores de distinta polaridad.

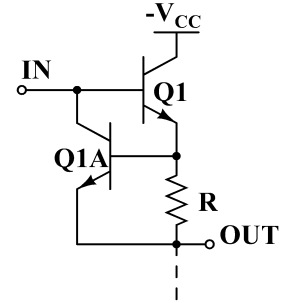


Fig. 4.16: Red para limitar la corriente suministrada por un amplificador operacional.

-Falso PNP: En general, la ganancia de los transistores PNP es menor que la de los NPN. En algunos casos, interesa aumentar esta ganancia sin recurrir a un par Darlington PNP. Para ello, se puede utilizar una estructura similar a la mostrada en fig. 4.15, que se comporta como un transistor PNP de ganancia:

$$h_{FE}^{eff} = h_{FE,1} \cdot h_{FE,2} + h_{FE,1} + 1 \quad (4.21)$$

En algunos casos, puede sustituirse el transistor PNP por un JFET de canal p .

-Protección por sobrecarga: En otros casos, el problema es el contrario: Hay que limitar la corriente de salida del amplificador para evitar su destrucción. En algunos casos, se puede poner un par de resistencias de valor R_X entre la salida del amplificador y los emisores de los amplificadores que aportan la corriente de salida. *Grosso modo*, se deduce que las corrientes de salida están limitadas forzosamente por los valores V_{CC}/R_X y $-V_{EE}/R_X$.

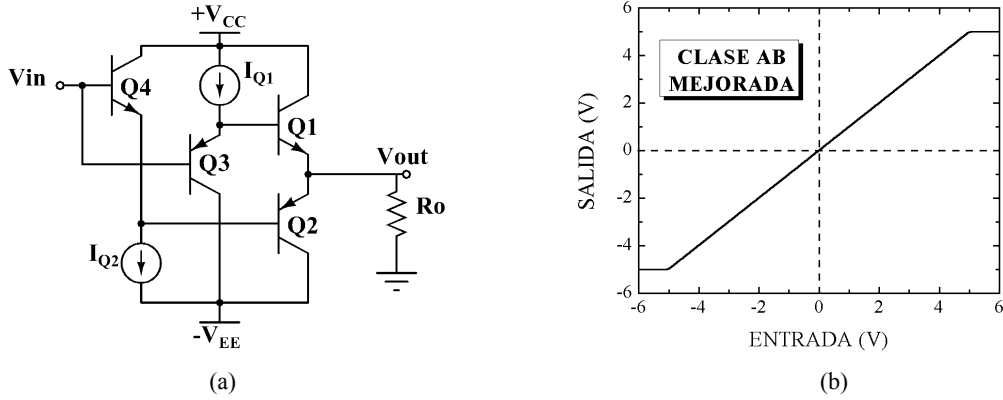


Fig. 4.17: Etapa de salida clase AB mejorada (a) y relación entrada-salida (b).

Esta solución puede hallarse en algunos amplificadores operacionales (p. e. OPA627 y OP07). Sin embargo, esta limitación de corriente depende de los valores de las tensiones de alimentación. Fig. 4.16 muestra una red que soluciona este problema al sustituir al transistor Q1 de fig. 4.13a. En caso de que la corriente de emisor de Q1 sea excesivamente alta, la tensión BE de Q2 se incrementa y aumenta su corriente de colector. Por tanto, la corriente de base de Q1 disminuye haciendo menor la corriente de emisor de este transistor. Esta solución puede hallarse en amplificadores muy populares, como el modelo $\mu A741$.

-Circuitos de alta velocidad: Muchos amplificadores de alta velocidad utilizan una red similar a la de fig. 4.17a como etapa de salida (p.e. OP27). Esta estructura tiene la ventaja de que aumenta el valor de *slew rate* del amplificador operacional [Smi94]. Esta etapa es tipo AB, como la mostrada en fig. 4.17a, y es completamente lineal, como puede verse en fig. 4.17b, en el que se llevó a cabo una simulación con alimentaciones de ± 5 V, transistores 2N2222 y 2N2604 y corrientes de polarización de $100 \mu A$.

4.3 Origen físico de las no linealidades de un opamp real

En el apartado anterior, se describió cuales son las estructuras utilizadas para la construcción de un amplificador operacional. El objetivo de este nuevo apartado es relacionar las anteriores estructuras con las no idealidades mostradas en ap. 4.1.

4.3.1 Tensión de offset de la entrada

El origen principal de este parámetro es la asimetría existente entre los transistores del par diferencial de la etapa de entrada [Pal01]. También influyen las diferencias entre las cargas que polarizan el par y en las corrientes de cada una de las ramas.

Según el anterior trabajo, la tensión de *offset* de entrada de un par bipolar es igual a:

$$V_{OS} = V_T \cdot \ln \left(\frac{I_{C,+}}{h_{FE,+} I_{S,+}} \frac{h_{FE,-} I_{S,-}}{I_{C,-}} \right) \quad (4.22)$$

Siendo I_{C+} la corriente de colector del transistor cuya base es la entrada no inversora, h_{FE+} , su ganancia e I_{S+} la corriente de saturación inversa de la unión BE. Las definiciones de I_{C-} , h_{FE-} e

I_S . son similares pero referidas al otro transistor. En definitiva, la tensión de *offset* de la entrada está causada por las leves diferencias entre los valores de las intensidades de colector y las pequeñas variaciones en el tamaño y dopado de la base, que modifican los valores de h_{FE} y de I_S .

En general, los amplificadores operacionales de entrada bipolar tienen una tensión de *offset* muy baja que no suele superar los 2 mV de error. En cambio, los amplificadores de entrada JFET muestran una tensión de *offset* mucho mayor, que puede alcanzar en algunos casos 20 mV. La causa está en que la tensión de *offset* en estos amplificadores depende de la diferencia de valores entre las tensiones de *pinch-off* de los transistores FET de la entrada [Gra95, pp. 252] y ésta suele ser muy difícil de ajustar con exactitud durante el proceso de fabricación.

El valor que se suele usar para describir la tensión de *offset* de un amplificador de entrada JFET es:

$$V_{OS} = (V_{P,+} - V_{P,-}) - V_{P,+} \left(\frac{I_{D+}}{I_{DSS,+}} \right)^{1/2} + V_{P,-} \left(\frac{I_{D-}}{I_{DSS,-}} \right)^{1/2} \quad (4.23)$$

Donde V_{PX} es la tensión de *pinch-off* del transistor X , I_{DX} la corriente que lo atraviesa e $I_{DSS,+}$ la corriente de saturación.

Las expresiones (4.22) y (4.23) dejan ver una doble naturaleza del origen de la tensión de *offset*. En primer lugar, existe una dependencia de parámetros internos, como las tensiones de *pinch-off* o la corriente de saturación inversa de las uniones BE. Por otro lado, se observa una dependencia explícita de las condiciones de polarización ya que los términos I_{C+} , I_{C-} , I_{D+} e I_{D-} son, en realidad, las corrientes de cada una de las ramas del par diferencial.

4.3.2 Razón de Rechazo de las fuentes de alimentación (PSRR)

De acuerdo con (4.5), las razones de rechazo del modo común son coeficientes que dan cuenta de la relación existente entre la tensión de *offset* de la entrada y las fuentes de alimentación. En general, estos coeficientes se definen como:

$$PSRR_+ = \left. \frac{\partial V_{OS}}{\partial V_{CC}} \right|_{V_{EE}=-15} \quad PSRR_- = \left. \frac{\partial V_{OS}}{\partial V_{EE}} \right|_{V_{CC}=+15} \quad (4.24a-b)$$

Para comprender este fenómeno, recordemos que, según (4.22) y (4.23), la tensión de *offset* de un amplificador operacional es función de las corrientes que atraviesan cada una de las ramas. Evidentemente, la relación exacta entre las alimentaciones depende de la topología interna exacta del par diferencial. Sin embargo, el dibujo de fig. 4.18 permite conocer el origen.

Empecemos estudiando en primer lugar la dependencia con la tensión de alimentación negativa $-V_{EE}$. La corriente que polariza el par diferencial es I_{EE}^* , que es el resultado de reflejar la corriente I_{EE} en el espejo simple formado por $Q3$ y $Q4$, estando recogida la relación entre estas dos corrientes en (4.12). Sin embargo, en esta expresión se supuso que el coeficiente Early $\lambda = V_{EAR}^{-1}$ era nulo. Si aceptamos ahora que no es así, se deduce que:

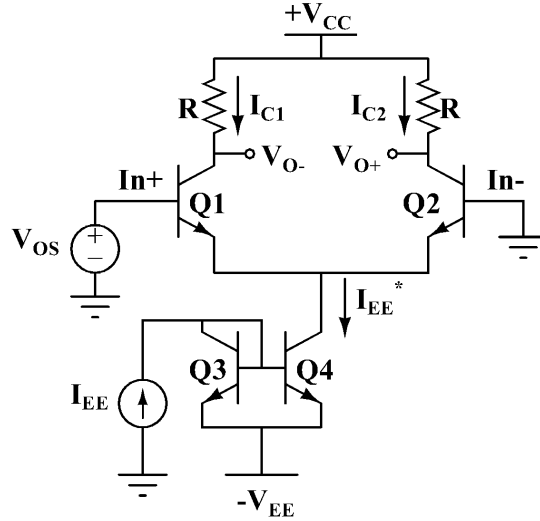


Fig. 4.18 : Par bipolar polarizado con un espejo simple de corriente. Se supone que la tensión de *offset* del amplificador diferencial equivale a una fuente externa V_{OS} tal que, al ser aplicada en la entrada, $V_{O+}-V_{O-} = 0$ V.

$$I_{EE}^* = \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 2} I_{EE} \cdot (1 + \lambda_4 \cdot V_{CE,Q4}) = \frac{h_{FE}}{h_{FE} + 2} I_{EE} \cdot (1 + \lambda_4 \cdot (V_{EE} - V_{BE,Q2})) \quad (4.25)$$

Se cumple que $I_{C1} + I_{C2} = I_{EE}^*$ y que $V_{OS} = F(I_{C1}, I_{C2})$. Por tanto, la dependencia de I_{EE}^* se transmite a la tensión de *offset* de la entrada.

La dependencia de la tensión de *offset* y de la tensión de alimentación positiva es más difícil de calcular aunque se puede comprender fácilmente. Imaginemos que la tensión de *offset* V_{OS} hace que la salida diferencial sea 0 V si la alimentación positiva es $+V_{CC,0}$ o, lo que es equivalente, $I_{C1} = I_{C2} = I_{EE}^*/2$. A continuación, se produce un aumento de $+V_{CC}$, que implicaría que un aumento en las tensiones de colector de los transistores. Supongamos ahora que $\lambda_1 \neq \lambda_2$. Esta premisa y las nuevas condiciones del circuito rompen la simetría existente entre las corrientes de colector a la tensión $+V_{CC,0}$ y la tensión de salida no es nula.

La única solución es modificar V_{OS} hasta conseguir una nueva situación de equilibrio. Pero V_{OS} no es sino la tensión de *offset* del par diferencial por lo que se deduce que existe una relación entre esta magnitud y la tensión de alimentación positiva.

En general, el rechazo de las tensiones de alimentación está relacionado con los coeficientes Early de los transistores bipolares y los coeficientes de modulación del canal en el caso de los transistores JFET. Es importante reseñar un par de puntos adicionales: En primer lugar, cuanto mayor sean los coeficientes Early menor es el valor de los coeficientes de rechazo de las alimentaciones. Por otro lado, la influencia de las tensiones de alimentación está relacionada con distintos pares de transistores bipolares por lo que sus valores y signos pueden ser muy diferentes.

4.3.3 Corrientes de polarización de la entrada

Las entradas de los pares diferenciales tienen idealmente una impedancia infinita. Sin embargo, esto no ocurre en los pares reales, en los que aparecen corrientes de fuga, modelables tal y como se explicó en ap. 4.1. En un par diferencial JFET, *la corriente de polarización de cada entrada es el valor de la corriente de fuga a través de la puerta del transistor JFET*. En cambio, en un par bipolar, *la corriente de polarización de la entrada es la corriente de base del transistor bipolar de entrada*. Por ejemplo, en el par diferencial de fig. 4.18 se puede deducir que:

$$I_{B+} = I_{B,Q1} = \frac{I_{C,Q1}}{h_{FE,Q1}} \cong \frac{1}{2} \frac{I_{EE}^*}{h_{FE,Q1}} \quad (4.26a)$$

$$I_{B-} = I_{B,Q2} = \frac{I_{C,Q2}}{h_{FE,Q2}} \cong \frac{1}{2} \frac{I_{EE}^*}{h_{FE,Q2}} \quad (4.26b)$$

De acuerdo con estas ecuaciones, la corriente de polarización de la entrada sería igual a $I_B = I_{B+} = I_{B-}$ e $I_{OS} \approx 0$. Sin embargo, las diferencias de valor existentes entre $I_{C,Q1}$ e $I_{C,Q2}$, por un lado, y $h_{FE,Q1}$ y $h_{FE,Q2}$, por otro, rompen la anterior igualdad y producen un incremento de la corriente de *offset* de la entrada.

4.3.4 Ganancia en lazo abierto de un amplificador operacional

La ganancia en lazo abierto no es sino el producto de la ganancia de todas las etapas que lo forman. Puede obviarse la ganancia de la etapa de salida al ser ésta un simple seguidor de tensión.

Estudiemos en primer lugar la etapa de entrada. Esta etapa es un par diferencial siendo las ganancias en corriente y tensión de los pares diferenciales las que se muestran en la siguiente tabla [Ras00, p. 694]:

Tabla 4.1 : Ganancias de pares diferenciales según su naturaleza y el tipo de carga

MAGNITUD	TIPO DE PAR / TIPO DE CARGA			
	Bipolar /Resistiva	Bipolar /Activa	JFET/Resistiva	JFET/Activa
Corriente	$-\frac{\alpha I_{EE}}{2V_T}$		$\frac{2\sqrt{I_{DSS}}}{ V_P } \sqrt{I_{EE}}$	
Tensión	$-\frac{\alpha I_{EE} R_C}{2V_T}$	$-\frac{V_{EAR}}{2V_T}$	$\frac{2R_C \sqrt{I_{DSS}}}{ V_P } \sqrt{I_{EE}}$	$\frac{2R_{OUT} \sqrt{I_{DSS}}}{ V_P } \sqrt{I_{EE}}$

En esta tabla, I_{EE} es la corriente de polarización del par, R_C la resistencia de carga, V_{EAR} la tensión Early de los transistores de la carga activa y R_{OUT} la resistencia de salida de la carga

activa (p.e., eq. 3.12b-3.15b). El resto son parámetros propios de los transistores que forman el par diferencial.

La etapa de ganancia puede ser tanto un par diferencial, que amplifica una diferencia de tensiones, como un transistor Darlington en configuración de emisor común (fig. 4.10), que amplifica corrientes. La ganancia de esta red depende del tipo de carga. En general, se va a cumplir que:

$$\frac{\partial V_{OUT}}{\partial I_{IN}} = -h_{FE,1} \cdot h_{FE,2} \cdot R_L \quad (4.27)$$

Siendo I_{IN} la corriente de entrada del par Darlington y $h_{FE,X}$ la ganancia en corriente de los transistores. R_L es la resistencia de carga, que coincide con R_C si la carga es puramente resistiva o, si la carga es activa, con la resistencia de salida de la fuente de corriente R_E . Según (4.12)-(4.15), esta resistencia es proporcional al cociente entre la tensión Early del transistor bipolar de salida y su corriente de colector.

Con los datos anteriores, puede determinarse de forma aproximada la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales según su topología. Imaginemos que tenemos un par bipolar con carga resistiva, seguido a continuación por un par diferencial con carga activa y con una etapa de salida clase AB. En este caso, la ganancia en lazo abierto sería:

$$G_{OL} = \frac{\alpha I_{EE,IN} R_{C,IN}}{2 \cdot V_T} \cdot \frac{V_{EAR,GAIN}}{I_{EE,GAIN}} \quad (4.28)$$

Imaginemos ahora que utilizamos un par JFET con carga resistiva seguido por un par Darlington cargado con una resistencia. En este caso, la ganancia en lazo abierto sería:

$$G_{OL} = \frac{2 \sqrt{I_{DSS,IN}} \sqrt{I_{EE,IN}}}{|V_{P,IN}|} \cdot h_{FE,1} \cdot h_{FE,2} \cdot R_L \quad (4.29)$$

En definitiva, se pueden combinar distintas etapas de entrada y distintas de ganancia y deducir fácilmente cual es el valor de la ganancia en lazo abierto.

4.3.5 Frecuencia de ganancia-unidad. Modelo del polo dominante

La existencia de capacidades en el interior de un amplificador tiene como consecuencia que el valor de la ganancia disminuye a altas frecuencias. Un problema que aparece es que haya varios polos haciendo que el sistema tenga un margen de ganancia muy bajo o nulo. Este problema se suele solucionar añadiendo un condensador adicional C_X entre la entrada y la salida de la etapa de ganancia (Fig. 4.19). Por ejemplo, una etapa de ganancia basada en un par Darlington se convertiría en estable con la adición del condensador anterior (Fig. 4.20).

La adición del condensador tiene como objetivo introducir un nuevo polo en una frecuencia mucho más baja que los polos naturales del sistema. En la práctica, el amplificador tendrá un único polo. La ventaja de este método es que el amplificador es absolutamente estable puesto que la teoría de la realimentación establece que los sistemas de un único polo tienen un margen

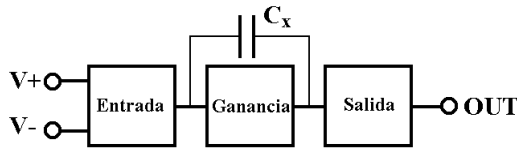


Fig. 4.19 : Inserción de un condensador en la etapa de ganancia para mejorar el margen de fase del amplificador.

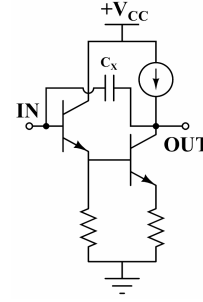


Fig. 4.20 : Colocación del condensador \$C_x\$ en una etapa de ganancia tipo Darlington.

de fase de 90° [Ras00, p. 518]. La desventaja de este procedimiento es que se sacrifica la respuesta en frecuencia del amplificador. Evidentemente, la ganancia debe decrecer 20 dB por década a partir del nuevo polo.

La existencia del polo dominante permite expresar la ganancia en lazo abierto del operacional de la siguiente manera:

$$A(s) = \frac{A_0}{\left(1 + s/\omega_D\right)} \quad (4.30)$$

siendo \$A_0\$ la ganancia en lazo abierto en continua y \$\omega_D\$ el polo introducido por el nuevo condensador. Una de las propiedades de los sistemas realimentados con un único polo es que la frecuencia de ganancia unidad se conserva sea cual sea la ganancia de realimentación. O, lo que es lo mismo, el producto de la ganancia de la red de realimentación por el polo del sistema es constante. La ganancia vale 1 cuando la frecuencia de trabajo es:

$$\omega_u = 2\pi f_u = \sqrt{(A_0\omega_D)^2 - 1} \cong A_0\omega_D \quad (4.31)$$

Se puede apreciar que esta frecuencia es igual al producto de la ganancia en lazo abierto por la frecuencia del polo. Por esta causa, son expresiones equivalentes “*producto ganancia-ancho de banda*” y “*frecuencia de ganancia unidad*”.

La determinación teórica del valor de la frecuencia de ganancia es sencilla de realizar y se obtiene el siguiente resultado [Ras00, pp. 777]:

$$f_u = \frac{G_M}{2\pi C_X} \quad (4.32)$$

siendo \$G_M\$ la ganancia en corriente de la etapa de entrada. En el caso de que la entrada sea de tipo bipolar, la ganancia en corriente del par diferencial es \$I_{EE,IN}/2V_T\$, siendo \$I_{EE,IN}\$ la corriente de polarización de esta etapa. Por tanto:

$$f_u = \frac{I_{EE,IN}}{4\pi V_T C_X} \quad (4.33)$$

En el caso de que hablemos de un par JFET, la conductancia tiene un valor diferente. Al sustituir su valor por \$G_M\$ en (4.32), se obtiene:

$$f_u = \frac{\sqrt{I_{DSS}}}{\pi |V_P| C_X} \sqrt{I_{EE,IN}} \quad (4.34)$$

4.3.6 Presencia de varios polos en amplificadores operacionales

Los amplificadores operacionales pueden describirse de acuerdo con el modelo del polo dominante siempre y cuando la ganancia en lazo cerrado sea suficientemente alta. Sin embargo, este modelo falla si la ganancia es muy baja ya que los polos internos del amplificador operacional no pueden ser obviados.

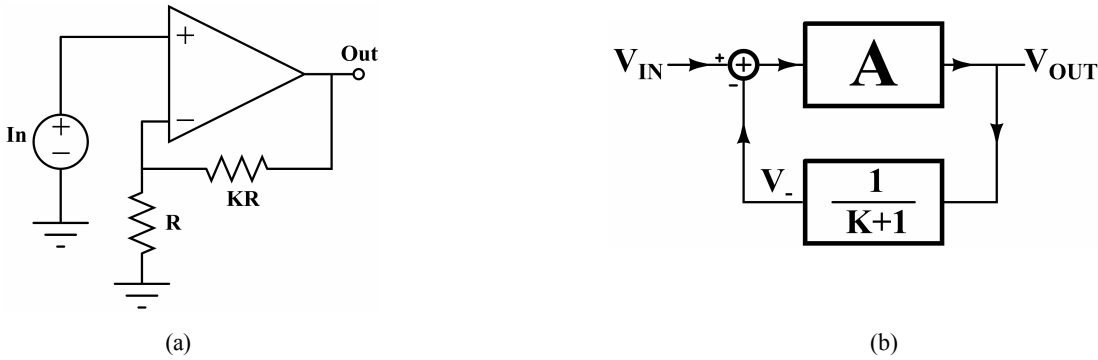


Fig. 4.21: Amplificador operacional en configuración no inversora (a) y su diagrama de bloques equivalente. A es la ganancia en lazo abierto del amplificador operacional.

Imaginemos, p.e., que el amplificador operacional tiene un par de polos p_1 y p_2 , una ganancia en continua A_0 y que ha sido polarizado en configuración no inversora de ganancia $K+1$, tal y como muestra fig. 4.21a. Este sistema puede ser transformado en un diagrama de bloques similar al de fig. 4.21b. La ganancia en lazo abierto del sistema es A y la ganancia de realimentación es $\beta = 1/(K+1)$. Por tanto, la ganancia en lazo cerrado es:

$$A_{CL} = \frac{A}{1 + \beta A} = \frac{A}{1 + (K+1)^{-1} A} \quad (4.35)$$

Aceptando que A tiene dos polos, la expresión anterior se puede transformar en:

$$A_{CL} = \frac{K+1}{1 + (K+1) A_0^{-1} \left(1 + s/p_1\right) \left(1 + s/p_2\right)} \quad (4.36)$$

Esta magnitud tiene dos nuevos polos cuya posición depende de la ganancia en lazo cerrado. Para calcularlos, se iguala el denominador a 0 y se buscan las raíces de la ecuación resultante. Esa ecuación puede reducirse a:

$$s^2 + (p_1 + p_2) \cdot s + p_1 p_2 \left[1 + \frac{A_0}{K+1}\right] = 0 \quad (4.37)$$

que tiene como soluciones:

$$s_{1,2} = \frac{1}{2} \left[-(p_1 + p_2) \pm \sqrt{(p_1 + p_2)^2 - \frac{4p_1 p_2 A_0}{(K+1)}} \right] \quad (4.38)$$

Estudiemos ahora varios posibles casos:

- Imaginemos que $K+1 = A_0$. En este caso, se puede deducir fácilmente que el radicando de (4.38) se puede convertir en $p_1 p_2$. Por tanto, los polos del nuevo sistema siguen estando en p_1 y p_2 .
- Aceptemos ahora que la ganancia de realimentación ha disminuido hasta un valor tal que $(K+1)(p_1+p_2)^2 = 4 \cdot A_0 \cdot p_1 \cdot p_2$. En este caso, el radicando se anula y los dos polos originales coinciden en el punto intermedio. Este acercamiento de polos es progresivo a medida que disminuye la ganancia.
- Aceptemos ahora que la ganancia disminuye aún más. Se cumple ahora que $(K+1)(p_1+p_2)^2 < 4 \cdot A_0 \cdot p_1 \cdot p_2$ por lo que los polos del sistema son dos números complejos conjugados con parte real $-(p_1+p_2)/2$.

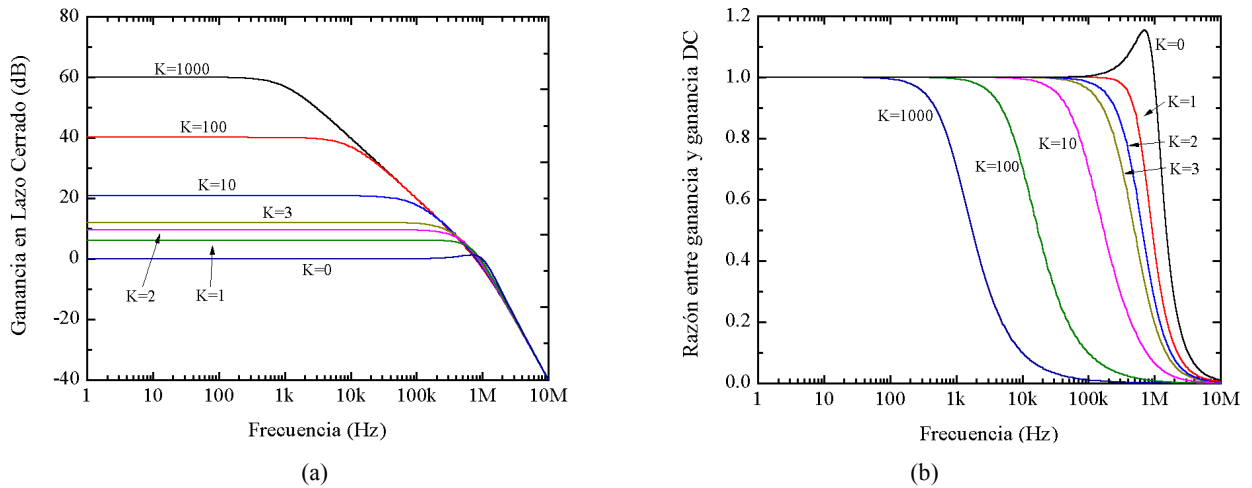


Fig. 4.22 : Ganancia de amplificadores operacionales con dos polos en función de la frecuencia. La primera figura muestra el diagrama de Bode en valor absoluto en tanto que la segunda muestra el cociente que existe entre la ganancia a frecuencia f y la ganancia en continua.

Fig. 4.22a-b son las representaciones de un sistema cuyos polos naturales están en 1 Hz y 1 MHz y con una ganancia en lazo abierto de 10^6 por lo que la ganancia crítica del sistema es 4. Se puede observar con claridad que, cuanto mayor es la ganancia, mayor es la separación entre los polos y más se aproxima el sistema a uno de polo único, en el que se mantiene el valor de la frecuencia de ganancia unidad. Sin embargo, cuando $K = 3$, los dos polos coinciden y, con ganancias menores, se hacen complejos. Curiosamente, la existencia de un par de polos complejos conlleva máximo de ganancia a frecuencias altas, antes de que se produzca una brusca caída hacia 0.

En general, los amplificadores pueden tener un polo dominante a bajas frecuencias y varios polos y ceros a frecuencias altas. Sin embargo, es estrictamente necesario que el desfase entre la

salida y la entrada a la frecuencia de ganancia unidad sea menor de 180° . En caso contrario, el sistema es inestable al aparecer realimentación positiva.

4.3.7 Velocidad de respuesta o *slew rate* de un amplificador operacional

Otra de las consecuencias de la inserción de una capacidad parásita entre los extremos de la etapa de ganancia es la aparición de un nuevo parámetro llamado *velocidad de respuesta* o *slew rate*. Imaginemos que un amplificador operacional, cuyo diagrama de bloques es el mostrado en fig. 4.19, está polarizado de tal forma que la salida es positiva y con un valor próximo a la saturación positiva. Súbitamente, se fuerza al operacional a cambiar el valor de la tensión de salida, que debe ser un valor próximo a la tensión de saturación negativa al finalizar el transitorio.

De acuerdo con el modelo del polo dominante, visto en los apartados anteriores, el sistema debería tender exponencialmente hacia el nuevo punto de operación, con una constante de tiempo que depende del polo y de la red de realimentación. Sin embargo, en la práctica esto no es así. En caso de que el cambio sea demasiado rápido, la salida del amplificador operacional se aproxima a una línea recta. Va a ocurrir que la derivada de la tensión de salida frente al tiempo no puede salirse de un determinado intervalo. Tal y como se mencionó en (4.7):

$$-SR^- \leq \frac{\partial V_{OUT}}{\partial t} \leq SR^+$$

Normalmente, sólo se menciona un valor de *slew rate*. Sin embargo, a la hora de realizar las medidas experimentales se observó que existía un valor distinto si la salida decrecía en lugar de crecer. El menor de ellos era el que coincidía con el que proporcionaba el fabricante en la hoja de características del dispositivo.

La causa del *slew rate* finito es la siguiente: Si se fuerza a la salida a cambiar entre dos valores altos y de distinto signo, se debe cumplir que la diferencia de tensión entre los extremos del condensador C_X cambie para estar en armonía con la de salida. En un condensador siempre se verifica que:

$$I = C_X \cdot \frac{\partial V_C}{\partial t} \quad (4.39)$$

El problema que aparece es que cambios abruptos en el valor de V_C exigirían una corriente infinita pero ésta está limitada por las características del amplificador. Normalmente, se suele aceptar que la etapa de entrada es la encargada de proporcionar o extraer carga del condensador. La corriente máxima que puede discurrir a través de la etapa de entrada es la de polarización $I_{EE,IN}$. Por tanto, se deduce que el cambio de la tensión entre los extremos del condensador es:

$$\left| \frac{\partial V_C}{\partial t} \right| \leq \frac{I_{EE,IN}}{C_X} \quad (4.40)$$

Entre el condensador C_X y la salida del amplificador sólo está la etapa de salida, con ganancia unidad. Por tanto, la desigualdad anterior debe ser también válida para la tensión de salida del amplificador operacional.

La ecuación anterior es la solución de un caso simplificado, que no explica por qué hay dos valores de *slew rate*, supone que la etapa de ganancia no contribuye a cargar o descargar el condensador, etc. Sin embargo, esta fórmula es útil para deducir el comportamiento de *slew rate*. Esta teoría explica por qué los amplificadores de entrada JFET tienen un *slew rate* mucho mayor que los amplificadores bipolares. La causa está en que éstos deben tener una corriente de alimentación muy baja en la etapa de entrada para disminuir las corrientes de polarización y de *offset*. Este problema no aparece en los pares JFET por lo que es posible (y necesario) polarizar la etapa de entrada con una corriente muy alta para aumentar la ganancia del operacional. A consecuencia de esto, aumenta considerablemente el valor de *slew rate*.

Por otra parte, en un amplificador de naturaleza bipolar, los valores de *slew rate* y la frecuencia de ganancia unidad son proporcionales al depender ambos de la corriente de polarización del circuito. Operando con (4.35) y (4.40), surge de forma natural la siguiente relación:

$$SR = 4\pi V_T f_u \quad (4.41)$$

El factor de proporcionalidad es, aproximadamente, 0.327 V a temperatura ambiente. Esta expresión se cumple con bastante precisión en la mayor parte de los amplificadores operacionales de naturaleza bipolar independientemente del modelo o compañía de fabricación. En el caso de los amplificadores de entrada JFET, se puede deducir una relación entre el valor de *slew rate* y la frecuencia de ganancia unidad:

$$SR = \frac{\pi V_P^2 C_X}{I_{DSS}} f_u^2 \quad (4.42)$$

Esta ecuación carece de la universalidad de (4.41) ya que el factor de proporcionalidad no depende de un parámetro global como la temperatura sino de factores internos de cada modelo de amplificador operacional.

4.3.8 Corrientes de cortocircuito de la salida

Estos parámetros son las máximas corrientes que puede proporcionar o absorber un amplificador operacional. El método de calcularlos es el siguiente: En primer lugar, se supone que la etapa de ganancia puede modelarse por su equivalente Thevenin ($V_{O,G}$, $R_{O,G}$) y que la salida del amplificador se encuentra unida a tierra por una resistencia de carga R_L (Fig. 4.23). A continuación, se supone que $R_L \rightarrow 0$. Cuando $V_{O,G} \rightarrow +V_{CC}$, la corriente de salida será la corriente en cortocircuito positiva y, cuando $V_{O,G} \rightarrow -V_{EE}$, la corriente negativa.

Fig. 4.24 muestra la aplicación de este método a la etapa de salida clase A mostrada en fig. 4.23. Si $V_{OG} \approx +V_{CC}$, se va a cumplir que la corriente de base de Q1 es igual a:

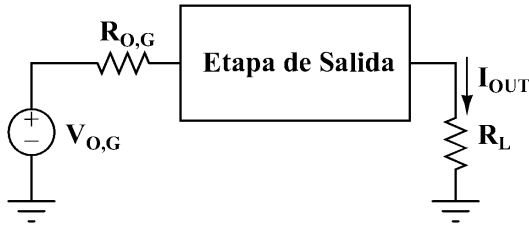


Fig. 4.23 : Esquema práctico para calcular la corriente de cortocircuito de una determinada etapa de salida.

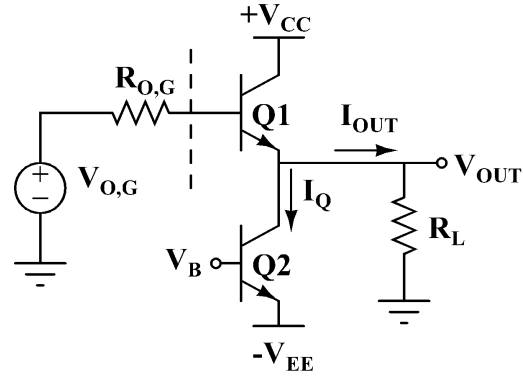


Fig. 4.24 : Aplicación de fig. 3.23 en la salida clase A.

$$I_{B,Q1} = \frac{V_{CC} - (I_O \cdot R_L + V_{BE,Q1})}{R_{OG}} \quad (4.43)$$

Por otro lado, la corriente de emisor de Q1 es $I_{E,Q1} = (h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_{B,Q1} = I_O + I_Q$. Por tanto, se cumple que:

$$I_O + I_Q = (h_{FE,Q1} + 1) \frac{V_{CC} - (I_O \cdot R_L + V_{BE,Q1})}{R_{OG}} \quad (4.44)$$

Ahora, aceptemos que $R_L \rightarrow 0$. De esta manera, se deduce que el valor de la corriente en cortocircuito positiva es:

$$I_{ShCC,POS} = (h_{FE,Q1} + 1) \frac{V_{CC} - V_{BE,Q1}}{R_{OG}} - I_Q \quad (4.45)$$

Para calcular la corriente en cortocircuito negativa, se tiene que suponer que $V_{OG} \approx -V_{EE}$, lo cual lleva a un resultado interesante. Puesto que se va a suponer posteriormente que $R_L \rightarrow 0$ y que la corriente de salida es finita, se deduce que $V_O \rightarrow 0$. Esto implica que el emisor del transistor Q1 está conectado a tierra y que *entra en situación de corte*. Por tanto, la única corriente que puede entrar en el amplificador es I_Q . En definitiva, la corriente en cortocircuito negativa es:

$$I_{ShCC,NEG} = I_Q = (h_{FE,Q2} + 1) \cdot I_S \cdot \exp\left(\frac{V_B - V_{EE}}{mV_T}\right) \quad (4.46)$$

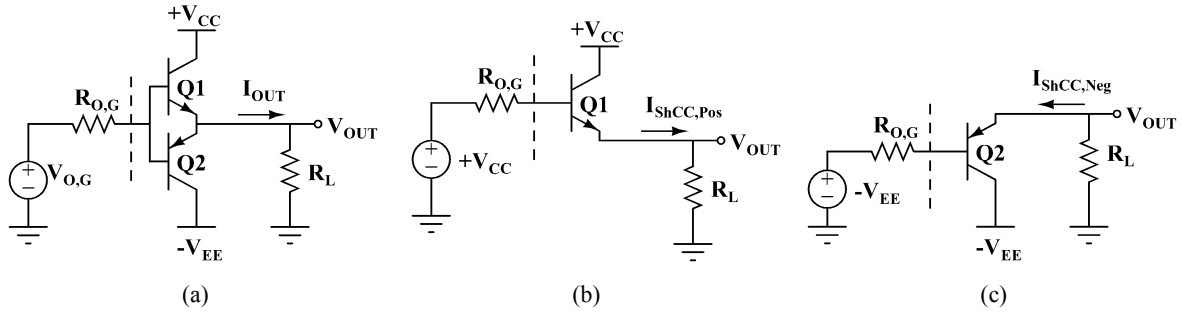


Fig. 4.25a-c: Etapa de salida clase C cargada con una resistencia (a) y casos límites de tensión de entrada (b)-(c) .

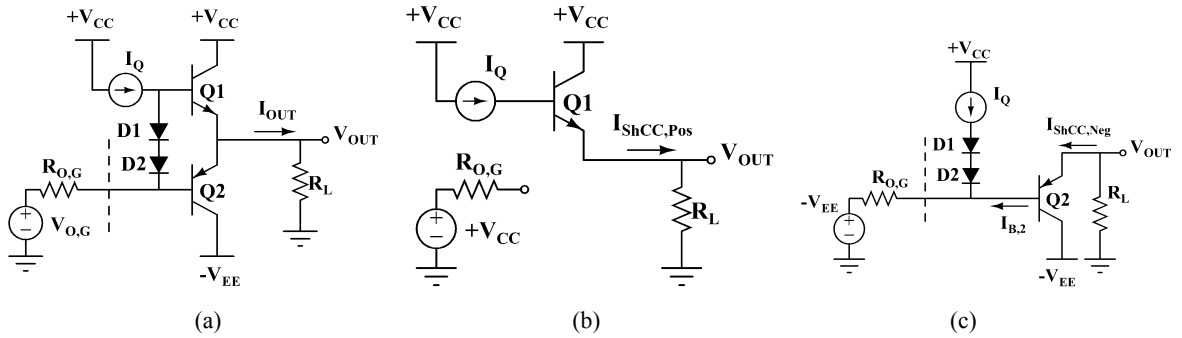


Fig. 4.26a-c: Etapa de salida tipo Push-pull cargada con una resistencia (a) y casos límites de tensión de entrada (b)-(c) .

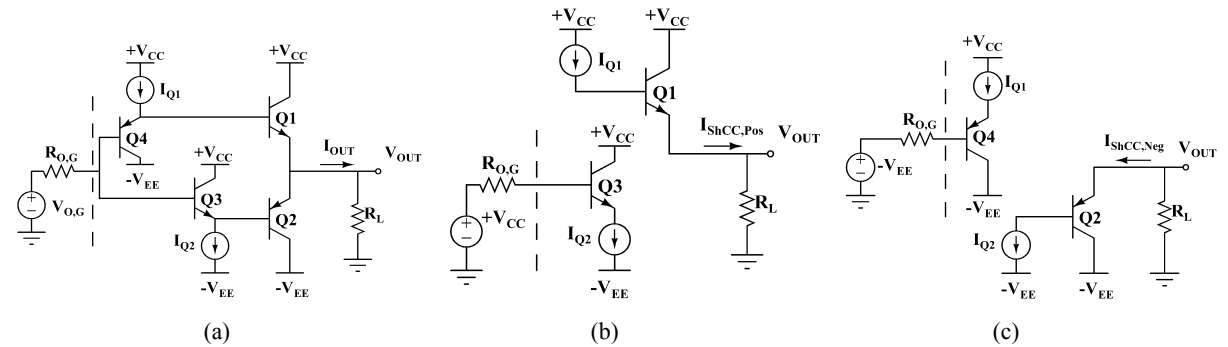


Fig. 4.27a-c: Etapa de salida clase AB mejorada cargada con una resistencia (a) y casos límites de tensión de entrada (b)-(c) .

Fig. 4.25-4.27 muestran las distintas etapas de salida así como sus modelos equivalentes para valores extremos de tensión de entrada y cuando la resistencia de salida se convierte en un cortocircuito. La tabla 4.2 muestra los valores teóricos de la corriente en cortocircuito positiva y negativa para las distintas etapas de salida.

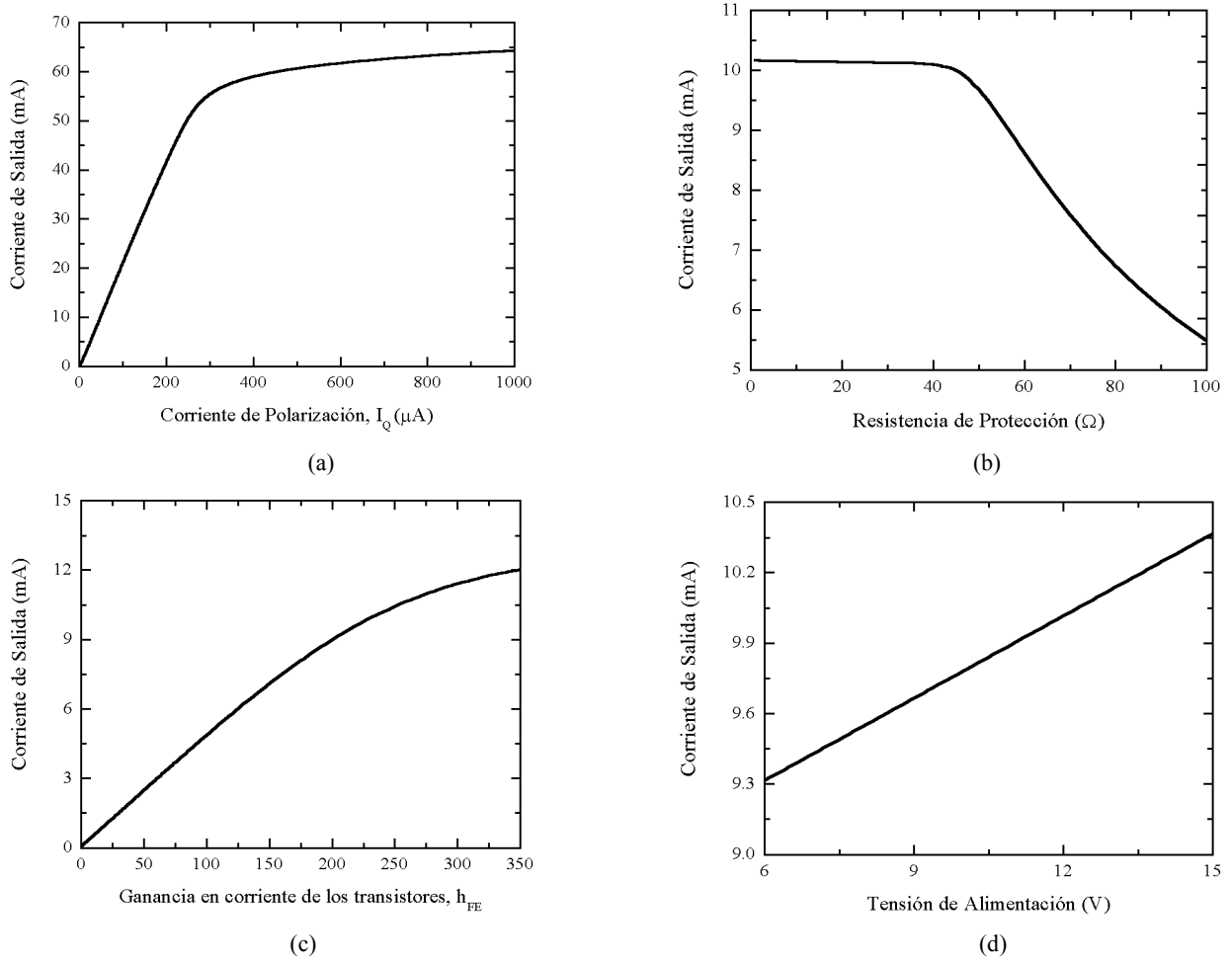
Tabla 4.2: Corrientes de cortocircuito de las distintas etapas de salida.

Tipo	Positiva		Negativa	
	R_{TH}	$I_{SG,POS}$	R_{TH}	$I_{SG,NEG}$
Clase A	$(h_{FE,Q1} + 1) \frac{V_{CC} - V_{BE,Q1}}{R_{OG}} - I_Q$	$(h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_{SG,POS}$	I_Q	
Clase C	$(h_{FE,Q1} + 1) \frac{V_{CC} - V_{BE,Q1}}{R_{OG}}$	$(h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_{SG,POS}$	$(h_{FE,Q2} + 1) \frac{V_{EE} - V_{EB,Q2}}{R_{OG}}$	$(h_{FE,Q2} + 1) \cdot I_{SG,NEG}$
Push-Pull	$(h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_Q$		$(h_{FE,Q2} + 1) \cdot \left(\frac{V_{EE} - V_{EB,Q2}}{R_{OG}} - I_Q \right)$	$(h_{FE,Q2} + 1) \cdot (I_{SG,NEG} - I_Q)$
AB Mejorado	$(h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_{Q1}$		$(h_{FE,Q2} + 1) \cdot I_{Q2}$	

En esta tabla, se han incluido celdas adicionales para dar cuenta de un hecho que se deduce *a posteriori*. Dado que la etapa de salida tiene un par de valores que limitan la corriente de entrada, ¿acaso no podría ocurrir lo mismo con la etapa de ganancia? Por esta causa, se ha supuesto que la etapa de ganancia puede dar como máximo una corriente $I_{SG,POS}$ y aceptar otra $I_{SG,POS}$. Esta condición física no se contradice en absoluto con la suposición de que la etapa de ganancia tenga una resistencia de salida no nula. Al contrario, se complementan ya que el amplificador operacional alcanzará el máximo de corriente cuando se cumpla alguna de las dos anteriores condiciones.

Asimismo, no se ha incluido la corriente máxima de salida cuando se utiliza un sistema de protección por sobrecarga, descrito en fig. 4.16. La causa está en que es imposible obtener una expresión cerrada similar a las mostradas en la tabla superior. Sin embargo, diversas simulaciones que se representan en fig. 4.28a-d. En ellas, se ha supuesto que los transistores son tipo 2N2222 y se ha determinado como varía el valor de la corriente de salida en función de la resistencia R , de la tensión de alimentación $+V_{CC}$, de la ganancia de los transistores h_{FE} y de la corriente I_Q .

Por otra parte, hay que reseñar que algunos amplificadores operacionales tienen una fuente de corriente exclusiva para polarizar la etapa de salida (p. e. OPA627, OP-27). En otros casos, sin embargo, la fuente de corriente I_Q puede estar compartida con otra etapa. Así, en el amplificador operacional LF351, que tiene una etapa de salida similar a 3.26a, la fuente I_Q es la misma que polariza un transistor Darlington en la etapa de ganancia. En este caso, las



expresiones mostradas en tabla 4.2 tienen que considerarse más como una cota superior que como el valor exacto.

Finalmente, hay que estudiar la relación existente entre la corriente en cortocircuito y los valores de las tensiones de alimentación. En la tabla 4.2 se encuentran algunas expresiones en las que existe una dependencia explícita de las tensiones de alimentación. Asimismo, fig. 4.28d muestra una dependencia de la alimentación en la salida con protección de sobrecarga. Sin embargo, esta dependencia existe incluso en las expresiones en las que estas tensiones no aparecen de forma explícita.

Fijémonos, por ejemplo, en el caso de una etapa de salida *Push-Pull*. La tensión colector-emisor del transistor Q1 es $V_{CC} - V_{BE,Q1}$. En caso de que la tensión Early no fuese infinita, se verifica que:

$$I_{ShCC,Pos} = I_E \Big|_{V_{OG} \approx +V_{CC}} = (h_{FE,Q1} + 1) \cdot I_Q \cdot (1 + \lambda_1 \cdot (V_{CC} - V_{BE,Q1})) \quad (4.47)$$

siendo $\lambda_1 = 1/V_{EAR,I}$. Por otra parte, hay que recordar que la fuente I_Q puede depender también de la tensión de alimentación, tal y como ocurría en la fuente I_{EE}^* de fig. 4.18. Puesto

que esto ocurriría en la corriente de base de Q1, la dependencia se transmitiría a la corriente de emisor amplificada un factor $h_{FE,1} + 1$.

4.3.9 Desplazamiento de las tensiones de saturación

Se definen estos parámetros como *el valor absoluto de la diferencia existente entre las tensiones de saturación y alimentaciones del mismo signo*. El cálculo de estos parámetros es sencillo en la etapa de salida A y C puesto que la tensión mínima entre la fuente de alimentación y la salida es una tensión colector-emisor, cuyo valor es aproximadamente 0.2 V.

Este cálculo se complica en las estructuras AB. La causa está en que las fuentes de corriente I_Q , I_{Q1} e I_{Q2} suelen requerir una tensión mínima entre sus extremos para funcionar correctamente. Por tanto, es posible que los transistores Q1 y Q2 no puedan saturarse. En este caso, el desplazamiento de la tensión de saturación depende de aquella tensión mínima. Por ejemplo, en la etapa de salida AB mejorada, la tensiones de saturación valen:

$$SVS_{POS} = V_{BE,Q1} + V_{IQ1}^{\min} \quad (4.48)$$

$$SVS_{NEG} = V_{EB,Q2} + V_{IQ2}^{\min} \quad (4.49)$$

En general, estas tensiones están entre 0 y 2 V. Por otro lado, hay que reseñar que el cálculo se complica si se utilizan pares Darlington o falsos PNP en la etapa de salida.

4.3.10 Consumo de corriente (Quiescent Current, Q.C.)

El consumo de corriente de un amplificador operacional es *la corriente que proporcionan las fuentes de alimentación en situación de mínimo consumo*. En la práctica, esta situación se alcanza cuando el amplificador se polariza como seguidor de tensión y la entrada no inversora se conecta a tierra. Además, su salida no debe estar cargada.

En este caso, se cumple que la corriente requerida por el amplificador es la necesaria únicamente para polarizar correctamente todas sus partes. Para calcular su valor, hay que identificar en primer lugar cuáles son las fuentes de corriente existentes en el circuito y calcular su consumo total. A continuación, hay que averiguar cuáles son los espejos de corriente que reflejan las corrientes originales y sumar las corrientes reflejadas.

Finalmente, hay que identificar algunas estructuras en las que no intervengan directamente ni fuentes ni espejos de corriente, como son algunos tipos de etapa de salida. Un ejemplo sencillo es la etapa de salida clase C, en la que el consumo en reposo es 0 A. En otros casos como la etapa de salida *push-pull* de fig. 4.26a, una pequeña fracción de I_Q circula a través de la base de Q1 para conseguir la linealidad de la etapa de salida. Esta corriente es amplificada en el colector de este transistor y debe ser incluida en los cálculos de consumo.

En resumen, el consumo de corriente de un amplificador operacional puede obtenerse como:

$$I_{QC} = \sum I_{Fuentes} + \sum I_{Espejos} + \sum I_{Otros} \quad (4.50)$$

Por otra parte, en ap. 4.3.3 se mostró un ejemplo de un espejo de corriente que polariza la etapa de entrada y cuya corriente de salida depende de la tensión de alimentación negativa. Por tanto, es factible que el consumo de corriente esté relacionado con las tensiones de alimentación aunque, cuanto mayor sean las tensiones Early, menor es esta dependencia.

4.4 Amplificadores de Instrumentación

El amplificador operacional es un dispositivo extraordinariamente útil para el tratamiento de señales eléctricas. Son capaces de amplificar señales, reducirlas, actuar como seguidores de tensión, sumarlas o restarlas, hacer el logaritmo neperiano, etc. Sin embargo, es imposible construir un amplificador diferencial con alto valor de CMRR y alta impedancia de entrada con un único operacional y resistencias. Esta operación es vital en gran cantidad de circuitos de instrumentación y esta necesidad condujo al desarrollo de un nuevo dispositivo: el amplificador de instrumentación.

Un *amplificador de instrumentación* es un amplificador diferencial cuya salida está referida a un terminal llamado de *referencia* y cuya ganancia está controlada por una resistencia externa [Kit00]. Deben contar con una altísima impedancia de entrada, una ganancia del modo común mínima, un bajo nivel de ruido y la entrada de *referencia* puede conectarse a la tierra del sensor medido, a la guarda de un cable coaxial, etc.

La construcción de los amplificadores de instrumentación puede llevarse a cabo mediante dos estrategias: Una consiste en el uso de circuitos integrados basados en el amplificador operacional y otra en la implementación directa del amplificador.

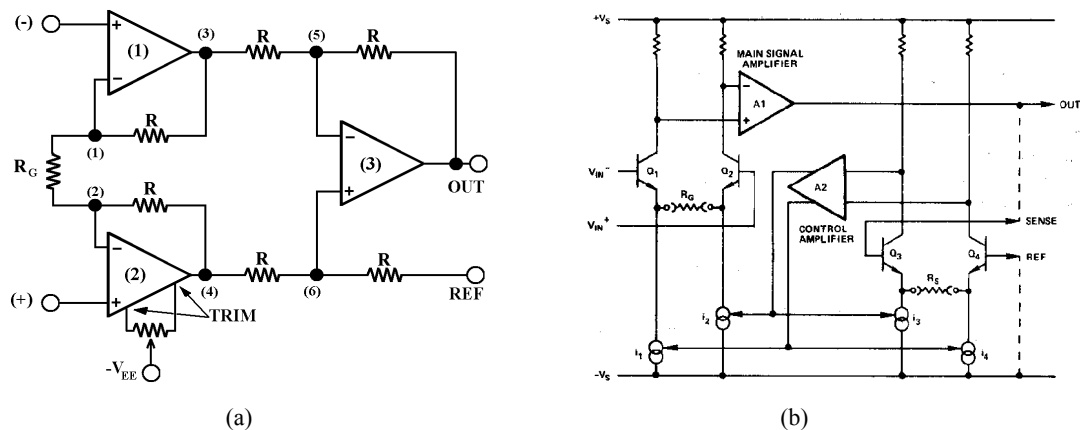


Fig. 4.29a-b: Estructuras de un amplificador de instrumentación. La primera figura representa la estructura clásica de un amplificador de instrumentación. La segunda es una estructura con menor cantidad de componentes.

Existen gran cantidad de redes basadas en amplificadores operacionales que funcionan como amplificador de instrumentación [Pey93]. Estas redes pueden tener dos o tres amplificadores operacionales, un número variado de resistencias, etc. Sin embargo, la red más popular es la estructura clásica de tres amplificadores operacionales (Fig. 4.29a) [RisAD]. Esta red tiene la ventaja de que es extraordinariamente simétrica lo que le proporciona una ganancia controlable por una resistencia externa y un alto valor de CMRR si las resistencias están

perfectamente apareadas. Esta red se halla implementada en la mayoría de los amplificadores de instrumentación integrados, bien directamente, bien con algunas modificaciones como la inserción de transistores de superbeta en la etapa de entrada, incorporación de guardas en la entrada (INA116), etc.

Una segunda opción, utilizada para el diseño de amplificadores de instrumentación de bajo coste, es la implementación directa de un circuito integrado (fig. 4.29b) [Pey93]. A pesar de que utiliza un número menor de componentes y tiene un coste menor, esta configuración tiene el inconveniente de que es necesario un extraordinario pareado entre los transistores para alcanzar un alto valor de CMRR.

4.4.1 Estructura clásica de un amplificador de instrumentación

En este apartado, se va a estudiar la estructura clásica de tres amplificadores operacionales desde dos puntos de vista: En primer lugar, se consideraran los amplificadores operacionales ideales y se estudiará la influencia de las desigualdades entre las resistencias. En segundo lugar, se consideraran éstas iguales y se determinará la influencia de las no idealidades de los amplificadores operacionales en el amplificador de instrumentación.

Se ha preferido esta estrategia en lugar de un estudio directo de la estructura del amplificador de instrumentación con todos sus elementos no ideales ya que el cálculo sería extremadamente farragoso y los resultados obtenidos serán similares a los que resultan de abordar el problema desde estos dos puntos de vista complementarios.

4.4.1.1 Amplificadores ideales y resistencias con tolerancia distinta de cero

En el caso de que las resistencias de la red de realimentación de los amplificadores operacionales no tengan el mismo valor, fig. 4.29a se convierte en fig. 4.30. Aceptando que los amplificadores son ideales, se puede deducir el conjunto de ecuaciones (4.51):

$$V_1 = V_- \quad (4.51a)$$

$$V_2 = V_+ \quad (4.51b)$$

$$V_3 = \left(1 + \frac{R_1}{R_G}\right) \cdot V_- - \frac{R_1}{R_G} \cdot V_+ \quad (4.51c)$$

$$V_4 = \left(1 + \frac{R_2}{R_G}\right) \cdot V_+ - \frac{R_2}{R_G} \cdot V_- \quad (4.51d)$$

$$V_5 = \frac{R_4}{R_4 + R_6} \cdot V_{REF} - \frac{R_6 \cdot R_2}{(R_4 + R_6) \cdot R_G} \cdot V_- + \frac{R_G + R_2}{R_4 + R_6} \cdot \frac{R_6}{R_G} \cdot V_+ \quad (4.51e)$$

$$V_6 = V_5 \quad (4.51f)$$

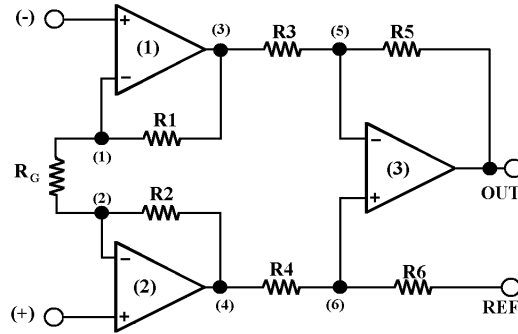


Fig. 4.30 : Estructura clásica del amplificador de instrumentación con resistencias internas diferentes.

$$V_{OUT} = \frac{R_4 \cdot R_3 + R_5}{R_3 \cdot R_4 + R_6} V_{REF} + \left\{ \left(1 + \frac{R_5}{R_3} \right) \cdot \frac{R_6}{R_4 + R_6} \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_G} \right) + \frac{R_1 \cdot R_5}{R_3 \cdot R_G} \right\} V_+ - \left\{ \left(1 + \frac{R_5}{R_3} \right) \cdot \frac{R_6 \cdot R_2}{(R_4 + R_6) \cdot R_G} + \frac{R_5}{R_3} + \frac{R_1 \cdot R_5}{R_3 \cdot R_G} \right\} V_- \quad (4.51g)$$

En el caso de que todas las resistencias fuesen iguales a R , como ocurre en fig. 4.29, las ecuaciones se reducirían a:

$$V_1 = V_- \quad (4.52a)$$

$$V_2 = V_+ \quad (4.52b)$$

$$V_3 = \left(1 + \frac{R}{R_G} \right) V_- - \frac{R}{R_G} V_+ \quad (4.52c)$$

$$V_4 = \left(1 + \frac{R}{R_G} \right) V_+ - \frac{R}{R_G} V_- \quad (4.52d)$$

$$V_5 = \frac{1}{2} V_{REF} - \frac{1}{2} V_- + \frac{R}{R_G} V_+ \quad (4.52e)$$

$$V_6 = V_5 \quad (4.52f)$$

$$V_{OUT} = V_{REF} + \left(1 + \frac{2 \cdot R}{R_G} \right) (V_+ - V_-) \quad (4.52g)$$

Éstas son las ecuaciones de un amplificador de instrumentación ideal. En (4.52g) puede observarse que la salida es igual a la tensión de referencia más un múltiplo de la diferencia de tensiones entre las entradas, cuya ganancia es controlable por la resistencia externa R_G . En la realidad, las pequeñas diferencias existentes entre las resistencias hacen que las ganancias de V_+ y V_- sean ligeramente diferentes. Esto conlleva la aparición de una influencia del modo común en la salida que aleja de la idealidad a los amplificadores de instrumentación reales.

Para calcular el valor de esta nueva ganancia, imaginemos que el conjunto de resistencias tiene una tolerancia $\Delta R/R$, es decir, el valor R_X de la resistencia está situado entre $R \pm \Delta R$. Esto es

equivalente a afirmar que el valor teórico de la resistencia está situado en el intervalo $R_X \pm \Delta R$. En definitiva, al suponer que el valor de la resistencia es R en lugar de R_X estamos cometiendo un error en la medida que está acotado por ΔR .

La ventaja de identificar la tolerancia con un error de medida es que se pueden usar técnicas de transmisión de errores para deducir la forma en que afecta la tolerancia a la ganancia de los amplificadores. Así, se puede deducir que las posibles desviaciones de las ganancias son:

$$\frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{REF}} = \left(1 \pm \frac{4\Delta R}{R} \right) \quad (4.53a)$$

$$\frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{+}} = \left(1 + \frac{2R}{R_G} \pm \left[\frac{3\Delta R}{R} + \frac{7\Delta R}{R_G} \right] \right) \quad (4.53b)$$

$$\frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{-}} = - \left(1 + \frac{2R}{R_G} \pm \left[\frac{2\Delta R}{R} + \frac{7\Delta R}{R_G} \right] \right) \quad (4.53c)$$

Se define la *ganancia en modo diferencial* como la mitad de la diferencia de las ganancias, y la *ganancia del modo común* como la semisuma de ambas ganancias, expresadas en (4.51g). Por tanto, la ganancia en modo diferencial es:

$$A_D = \frac{1}{2} \left[\frac{R_6}{R_3} \frac{R_3 + R_4}{R_2 + R_6} \cdot \left(1 + 2 \frac{R_5}{R_G} \right) + \frac{R_4}{R_3} \cdot \left(1 + 2 \frac{R_1}{R_G} \right) \right] \quad (4.54)$$

Y la ganancia en modo común:

$$A_C = \frac{1}{2} \left[\frac{R_3 + R_4}{R_2 + R_6} - \frac{R_4}{R_3} \right] \quad (4.55)$$

Aceptando que las resistencias se pueden sustituir por $R \pm \Delta R$, las expresiones anteriores se transforman en:

$$A_D = 1 + \frac{2R}{R_G} \pm \frac{\Delta R}{2} \left[\frac{7}{R} + \frac{9}{R_G} \right] \quad (4.56)$$

$$A_C = \pm \frac{2\Delta R}{R} \quad (4.57)$$

El margen de error de estas magnitudes es menor que el que se obtendría al realizar la semisuma y la semidiferencia de (4.53b) y (4.53c). La causa está en que hay términos comunes en las ganancias de cada uno de los terminales que se cancelan al calcular las ganancias anteriores.

Finalmente, la razón de rechazo del modo común se calcula al dividir eq. (4.54) y (4.55). Sustituyendo las resistencias por $R + \Delta R$, se obtiene la siguiente expresión

$$CMRR > \frac{1}{2} \left| \frac{1 + \frac{2R}{R_G} - \left(\frac{3}{2} \frac{\Delta R}{R_G} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right)}{\Delta R / R} \right| \quad (4.58)$$

De estas ecuaciones se deducen una serie de resultados:

- A) Cuanto menor sea la tolerancia de las resistencias, menor es la diferencia ΔR entre ellas y, en consecuencia, mayor es la razón de rechazo del modo común.
- B) Cuanto mayor sea la ganancia diferencial, mayor es la razón de rechazo del modo común producida por la diferencia entre las resistencias.
- C) La ganancia de la tensión de referencia puede ser distinta de 1. Este hecho no es problemático cuando esta tensión es tierra. Sin embargo, existen configuraciones en las que esto no es cierto, como algunas fuentes de corriente controladas por tensión.

Este es el motivo por el que no se suelen implementar amplificadores de instrumentación directamente a partir de amplificadores operacionales discretos. P.e., las resistencias más precisas que pueden encontrarse en el mercado tienen una tolerancia de 0.1%. A pesar de que el valor es muy pequeño, se corre el riesgo de tener una razón de rechazo del modo común del orden de 500 con ganancia diferencial igual a 1. Por esta causa, suelen utilizarse amplificadores integrados, en los que las resistencias internas han sido ajustadas por láser.

4.4.1.2 Influencia de la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales

En este caso, vamos a suponer que las resistencias son exactamente iguales pero que los amplificadores operacionales tienen ganancia finita. Por tanto, la estructura clásica de tres amplificadores de fig. 4.28 se transformaría en fig. 4.31.

Las ecuaciones de malla de este nuevo circuito son las siguientes:

$$V_3 = A_1 \cdot (V_A - V_1) \quad (4.59a)$$

$$V_4 = A_2 \cdot (V_B - V_2) \quad (4.59b)$$

$$V_{OUT} = A_3 \cdot (V_6 - V_5) \quad (4.59c)$$

$$\frac{V_3 - V_1}{R} = \frac{V_1 - V_2}{R_G} \quad (4.59d)$$

$$\frac{V_1 - V_2}{R_G} = \frac{V_2 - V_4}{R} \quad (4.59e)$$

$$\frac{V_4 - V_6}{R} = \frac{V_6 - V_{REF}}{R} \quad (4.59f)$$

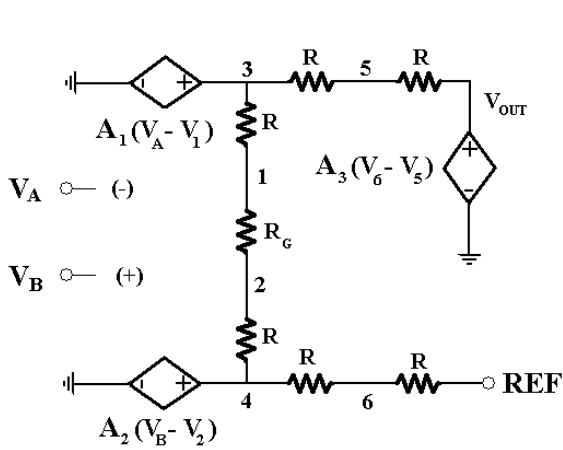


Fig. 4.31: Amplificador de instrumentación con amplificadores operacionales con ganancia no infinita.

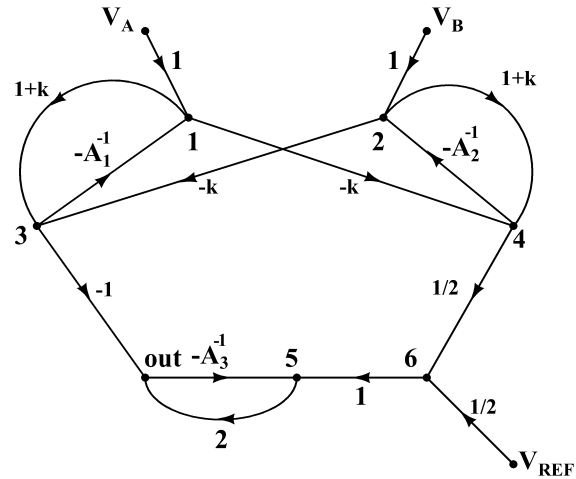


Fig. 4.32: Diagrama de flujo asociado a las variables del circuito lineal de fig. 3.31.

$$\frac{V_3 - V_5}{R} = \frac{V_5 - V_{OUT}}{R} \quad (4.59g)$$

La resolución directa de este sistema de ecuaciones es bastante farragosa. Por esta causa, en lugar de intentar resolver directamente el sistema, se debe reordenar de la siguiente forma:

$$V_1 = V_A - A_1^{-1} \cdot V_3 \quad (4.60a)$$

$$V_2 = V_B - A_2^{-1} \cdot V_4 \quad (4.60b)$$

$$V_3 = -\frac{R}{R_G} \cdot V_2 + \left(1 + \frac{R}{R_G}\right) \cdot V_1 \quad (4.60c)$$

$$V_4 = -\frac{R}{R_G} \cdot V_1 + \left(1 + \frac{R}{R_G}\right) \cdot V_2 \quad (4.60d)$$

$$V_5 = V_6 - A_3^{-1} \cdot V_{OUT} \quad (4.60e)$$

$$V_6 = \frac{1}{2}V_4 + \frac{1}{2}V_{REF} \quad (4.60f)$$

$$V_{OUT} = -V_3 + 2 \cdot V_5 \quad (4.60g)$$

Se suele denominar $k = R/R_G$. La principal ventaja de la anterior representación es que se puede obtener un diagrama de flujo asociado al sistema de ecuaciones (fig. 4.32) y emplear las herramientas matemáticas asociadas a la teoría de la realimentación. En este diagrama, cada nudo X representa la tensión V_X . Toda flecha que llega al nudo X lo relaciona con las variables de los nudos adyacentes a través de la ganancia asociada a ese camino. Por ejemplo, puede observarse que $V_{OUT} = -I \cdot V_3 + 2 \cdot V_5$, que es exactamente la ecuación (4.60g). Toda ecuación del sistema (4.60) está asociado a un nudo del diagrama de flujo y viceversa.

Por otro lado, hay que mencionar que existen nudos de los que solamente parten caminos y a los que no llega ningún otro. Estos nudos se llaman *fuentes* y son las variables de las que va a depender el valor de la salida del circuito. En nuestro diagrama, las fuentes son $V_A = V_+$, $V_B = V_-$.

y V_{REF} . El primer paso para calcular el valor de V_{OUT} es determinar cuáles son los lazos de realimentación asociados al diagrama de fig. 4.32. Puede observarse que un lazo de realimentación sale del nudo 1, llega al 3 y vuelve al 1. Este lazo se simbolizará como 131. Los lazos restantes son 242, out5out y 14231.

A continuación, hay que determinar los caminos que unen todas la fuentes con el nudo de interés, que es en este caso la tensión de salida OUT . Puede verse que estos caminos son:

- V_+ : $V_+ \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow O$, $V_+ \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 6 \rightarrow 5 \rightarrow O$, $V_+ \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1 \rightarrow 4 \rightarrow 6 \rightarrow 5 \rightarrow O$
- V_- : $V_- \rightarrow 1 \rightarrow 3 \rightarrow O$, $V_- \rightarrow 1 \rightarrow 4 \rightarrow 6 \rightarrow 5 \rightarrow O$, $V_+ \rightarrow 1 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow O$
- V_{REF} : $V_{REF} \rightarrow 6 \rightarrow 5 \rightarrow O$

La aplicación de la fórmula de Mason [Kuo96] permite determinar fácilmente cual es la ganancia de cada una de las fuentes. Para simplificar los cálculos, se aceptará que todas las ganancias en lazo abierto de los operacionales son exactamente iguales. En este caso, se deduce que la tensión de salida es:

$$V_{OUT} = \alpha \cdot (V_+ - V_-) + \beta \cdot V_{REF} \quad (4.61)$$

siendo los parámetros α , β y γ :

$$\alpha = \frac{1 + 2 \cdot k + A^{-1} \cdot (2k + 1)}{1 + A^{-1} \cdot (2k + 4) + A^{-2} \cdot (4k + 5) + 2 \cdot k^2 A^{-3}} \quad (4.62a)$$

$$\beta = \frac{1}{1 + A^{-1} \cdot (2k + 4) + A^{-2} \cdot (4k + 5) + 2 \cdot k^2 A^{-3}} \quad (4.62b)$$

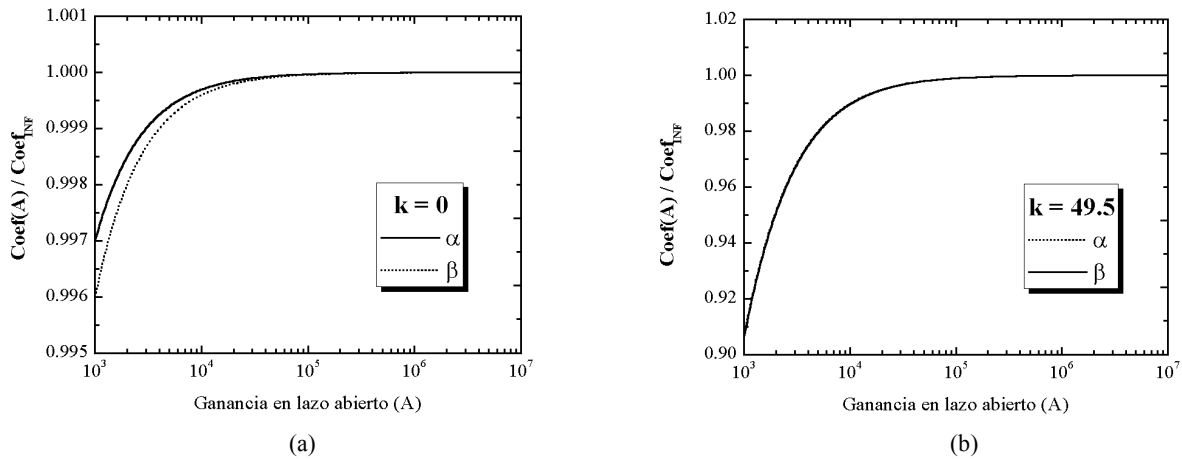


Fig. 4.33: Ganancia de amplificadores de instrumentación en función de la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales internos (4.62). En (a), $G_D = 1$ y en (b), $G_D = 100$. En este caso, α debe multiplicarse por 100.

Estas expresiones se han representado en fig. 4.33 para $k = 0$ ($G_D = 1$) y $k = 49.5$ ($G_D = 100$). Por simplicidad, se ha supuesto que todas las ganancias en lazo abierto son iguales a A . Se ha dividido el valor de la función por el valor límite cuando $A \rightarrow \infty$ para que todas las representaciones tuviesen la misma escala.

Puede observarse que cuanto mayor sea la ganancia diferencial, mayor es la influencia de la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales. Por otra parte, el término que multiplica a la tensión de referencia es más sensible con alta ganancia que con baja. Asimismo, no existe dependencia del modo común en (4.61). Sin embargo, si se hiciese un análisis riguroso del diagrama de flujo de fig. 4.32 se deduciría que la ganancia del modo común es:

$$CMRR = \frac{A_1 A_2 + \frac{1}{2}(A_1 + A_2)}{A_2 - A_1} \quad (4.63)$$

Esta expresión es máxima cuando $A_2 = A_1$ o bien cuando A_2 y $A_1 \rightarrow \infty$.

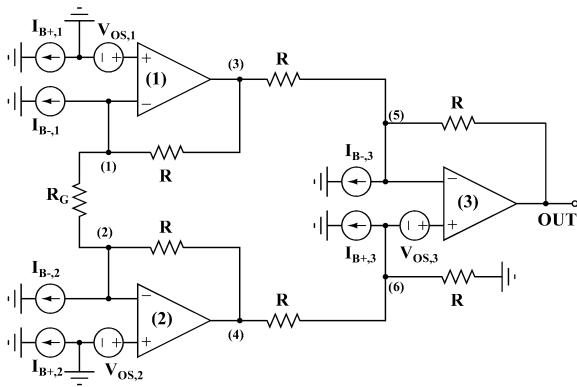


Fig. 4.34: Fuentes de la tensión de *offset* de salida de un amplificador de instrumentación.

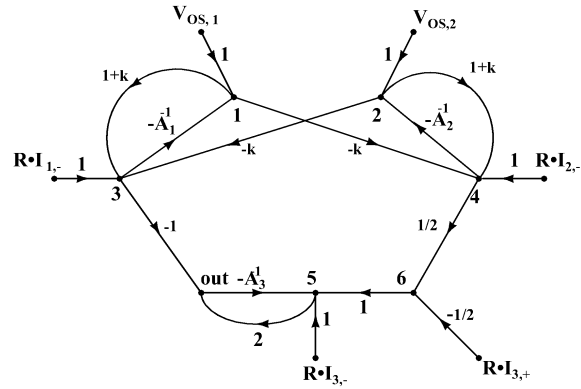


Fig. 4.35: Diagrama de flujo asociado al circuito de fig. 4.34 y al sistema de ecuaciones (4.65).

4.4.2 No idealidades asociadas a los amplificadores de instrumentación

En el apartado anterior se comprobó que la tolerancia de las resistencias y la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales internos afectaba al amplificador de instrumentación. Se vio que estas irregularidades influían en la ganancia en modo diferencial y común del amplificador, alejando su comportamiento del de un dispositivo ideal. Sin embargo, estas no idealidades no son las únicas que tener en cuenta, pues factores como las tensiones de *offset* de los amplificadores operacionales, su comportamiento limitado en frecuencia o la corriente en cortocircuito afectarán al amplificador de instrumentación.

4.4.2.1 Tensión de *offset* de salida de un amplificador de instrumentación

Los amplificadores operacionales que constituyen el amplificador de instrumentación tienen una tensión de *offset* y corrientes de polarización en las entradas. Por tanto, la salida del amplificador operacional va a ser distinta de cero cuando todas las entradas están unidas a tierra. En estas condiciones, la tensión de salida se denomina *tensión de offset de la salida*, V_{OOS} . Por otra parte, dado que el amplificador de instrumentación tiene ganancia G_D , se define la *tensión de offset de entrada*, V_{IOS} , como:

$$V_{IOS} = \frac{V_{OOS}}{G_D} \quad (4.64)$$

Fig. 4.34 muestra la estructura de un amplificador de instrumentación en el que se han añadido las tensiones de *offset* y las corrientes de polarización de los amplificadores operacionales internos. Aceptando que los amplificadores operacionales tienen ganancia no infinita, se deduce que las tensiones de nudo del circuito son:

$$V_1 = V_{OS,1} - G_1^{-1} \cdot V_3 \quad (4.65a)$$

$$V_2 = V_{OS,2} - G_2^{-1} \cdot V_4 \quad (4.65b)$$

$$V_3 = -k \cdot V_2 + (1+k) \cdot V_1 + R \cdot I_{B1,-} \quad (4.65c)$$

$$V_4 = -k \cdot V_1 + (1+k) \cdot V_2 + R \cdot I_{B2,-} \quad (4.65d)$$

$$V_5 = V_6 - G_3^{-1} \cdot V_{OUT} + V_{OS,3} \quad (4.65e)$$

$$V_6 = \frac{1}{2} V_4 - \frac{1}{2} R \cdot I_{B3,+} \quad (4.65f)$$

$$V_{OUT} = -V_3 + 2 \cdot V_5 + R \cdot I_{B3,-} \quad (4.65g)$$

Siendo $k = R/R_G$. El diagrama de flujo asociado a este sistema de ecuaciones se representa en fig. 4.35. Aplicando la fórmula de Mason, se deduce que la tensión de *offset* de salida es:

$$V_{OOS} = V_{OUT} = \alpha \cdot (V_{OS,2} - V_{OS,1}) + \beta \cdot R \cdot (I_{B2,-} - I_{B1,-}) + \gamma \cdot (2 \cdot V_{OS,3} - R \cdot (I_{B3,+} - I_{B3,-})) \quad (4.66)$$

siendo:

$$\alpha = \frac{1 + 2 \cdot k + A^{-1} \cdot (2k + 1)}{1 + A^{-1} \cdot (2k + 4) + A^{-2} \cdot (4k + 5) - 2 \cdot k^2 A^{-3}} \quad (4.67a)$$

$$\beta = \frac{1}{1 + A^{-1} \cdot (2k + 4) + A^{-2} \cdot (4k + 5) - 2 \cdot k^2 A^{-3}} \quad (4.67b)$$

$$\gamma = \frac{1 + A^{-1} \cdot (2k + 1) + A^{-2} \cdot (k + 1)^2}{1 + A^{-1} \cdot (2k + 4) + A^{-2} \cdot (4k + 5) - 2 \cdot k^2 A^{-3}} \quad (4.67c)$$

Se ha asumido que todas las ganancias en lazo abierto son iguales. Aceptando que la ganancia en lazo abierto es elevada, las expresiones anteriores se pueden reducir a:

$$\alpha \approx (1 + 2 \cdot k) (1 - A^{-1} \cdot (2k + 3)) \quad (4.68a)$$

$$\beta \approx 1 - A^{-1} \cdot (2k + 4) \quad (4.68b)$$

$$\gamma \approx 1 - 2A^{-1} \quad (4.68c)$$

En el caso de que las entradas de los amplificadores operacionales sean de tipo JFET, pueden ser despreciadas $I_{B1,-}$ e $I_{B2,-}$. En cambio, esto no puede hacerse con las corrientes $I_{B3,+}$ e

$I_{B3,-}$ ya que el amplificador 3 es interno y puede estar construido en tecnología puramente bipolar. Por tanto, en estos amplificadores la tensión de *offset* de salida es:

$$V_{OOS} \approx (1+2\cdot k)\cdot(V_{OS,2}-V_{OS,1})+2\cdot V_{OS,3}-R(I_{B3,+}-I_{B3,-}) \quad (4.69)$$

Si el transistor es puramente bipolar, las tensiones de *offset* suelen ser del orden de decenas o centenares de microvoltio en tanto que las corrientes de polarización son del orden del nanoamperio. El valor de R suele ser 10 ó 20 k Ω por lo que los productos $R\cdot I_{B,X}$ son del mismo orden que las tensiones de *offset*. Por tanto, en este caso no deben despreciarse y se debe utilizar la expresión completa (4.66) para determinar el *offset* de salida.

En un amplificador operacional, la tensión de *offset* de salida era proporcional al valor de la ganancia de la red de realimentación. Sin embargo, esto no ocurre en los amplificadores de instrumentación pues la relación entre la tensión de *offset* de salida y la ganancia no es lineal sino afín. Por tanto, la tensión de *offset* de entrada depende de la ganancia del amplificador. Sólo en el caso de que la ganancia $G_D=1+2k$ sea muy elevada, es posible despreciar los términos multiplicados por β y γ en (4.66), deduciéndose que $V_{IOS} \approx V_{OS,2}-V_{OS,1}$.

Por último, hay que reseñar que, dado que existe una tensión de *offset* de salida en el amplificador de instrumentación, se pueden definir de forma natural las razones de rechazo de las fuentes de alimentación ($PSRR+$ y $PSRR-$). Sus definiciones son exactamente igual a las del amplificador operacional.

4.4.2.2 Corrientes de polarización de la entrada

En un amplificador operacional, las corrientes de polarización son las corrientes que que entran o salen de las entradas cuando la diferencia de tensión entre ellas es nula. Ya vimos en apartados anteriores que estaban relacionadas con las corrientes de base de los transistores bipolares o con la corriente de fuga de la puerta de un transistor JFET. Es posible definir un parámetro análogo en el amplificador de instrumentación.

Imaginemos un amplificador de instrumentación cuya entradas están unidas a

tierra y por las que fluye una corriente $I_{B,X}$ en cada una de las entradas, como se muestra en fig. 4.36. Si identificamos los términos de esta figura con los de fig. 4.34, podemos observar que la corriente que fluye a tierra a través de la entrada no inversora es $I_{B+,2}$ en tanto que $I_{B+,1}$ es la que lo hace a través de la entrada inversora. Por tanto:

$$I_{B+,1A} = I_{B+,2} \quad (4.70a)$$

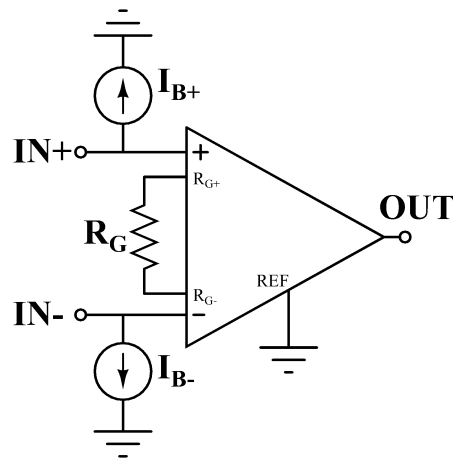


Fig. 4.36 : Definición de corrientes de polarización de un amplificador de instrumentación.

$$I_{B-,IA} = I_{B+,1} \quad (4.70b)$$

4.4.2.3 Slew rate y Frecuencia de caída 3dB

Puesto que los amplificadores operacionales internos tienen un comportamiento limitado en frecuencia, esta desventaja se transmite al amplificador de instrumentación.

En los amplificadores de instrumentación se observa el fenómeno de *slew rate*, como ocurría en los amplificadores operacionales. En la práctica, el *slew rate* del amplificador de instrumentación es igual al del amplificador operacional más lento. Por otra parte, hay que tener en cuenta que existe un valor de *slew rate* positivo y otro negativo.

A diferencia del amplificador operacional, es imposible definir un producto ganancia-ancho de banda en estos dispositivos. La causa de este hecho es muy sencilla. Imaginemos que el comportamiento en frecuencia de los tres amplificadores operacionales concuerda con el modelo del polo dominante y que todos tienen el mismo polo y ganancia. En este caso, al sustituir la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales (4.30) en la ganancia diferencial del amplificador de instrumentación (4.62a), se llega a la siguiente expresión:

$$G_D(\omega) = G_{D0} \frac{1 + \frac{s}{\omega_D}}{1 + 2G_{D0} \frac{1 + \frac{s}{\omega_D}}{A_0} + (2G_{D0} + 1) \left(\frac{1 + \frac{s}{\omega_D}}{A_0} \right)^2 + 2k^2 \left(\frac{1 + \frac{s}{\omega_D}}{A_0} \right)^3} \quad (4.71)$$

siendo $k = R/R_G$ y $G_{D0} = 1 + 2k$. Como puede verse, incluso en el caso de que los amplificadores operacionales sean exactamente iguales se obtiene una expresión que contiene un cero y tres polos. En expresiones de este tipo, no es posible definir un producto ganancia-ancho de banda. Por otro lado, esta expresión sería más compleja aún si los amplificadores operacionales tuvieran polos y ceros adicionales o si sus polos fuesen distintos.

En estas circunstancias, un amplificador de instrumentación puede ser identificado con un filtro pasa-baja ya que amplifica a frecuencias bajas y atenúa a frecuencias más altas. A semejanza de este tipo de filtros, se define el ancho de banda del amplificador como la frecuencia a la cual la ganancia es 3 dB menor que la ganancia en continua, simbolizada f_{-3dB} .

La definición de f_{-3dB} es independiente de la forma de la función de transferencia del amplificador de instrumentación. Sin embargo, en (4.71) se observa que los polos del amplificador de instrumentación dependen de la ganancia en continua. Por esta causa, es necesario definir un valor de f_{-3dB} para cada una de las ganancias. Normalmente, el fabricante del amplificador de instrumentación proporciona el valor de f_{-3dB} para distintos valores de G_D entre 1 y 1000.

4.4.2.4 Consumo de corriente, corriente de cortocircuito y desplazamiento de las tensiones de saturación

Como en los amplificadores operacionales, se define el consumo de corriente como la corriente que proporcionan las alimentaciones al amplificador en mínimo consumo. Esta situación se consigue uniendo las entradas del amplificador de instrumentación ($IN+$, $IN-$ y REF) a tierra. En este caso, la corriente requerida por el amplificador de instrumentación es igual al consumo total de sus tres amplificadores operacionales internos.

Por otra parte, la corriente que puede proporcionar un amplificador de instrumentación está limitada a la que puede suministrar el amplificador operacional 3 de fig. 4.34. En consecuencia deben definirse dos valores de corrientes de cortocircuito de salida del amplificador de instrumentación, uno positivo y otro negativo, y que se simbolizarán como $I_{ShCC,Pos}$ e $I_{ShCC,Neg}$.

Asimismo, los amplificadores operacionales poseen un desplazamiento de la tensión de saturación no nulo. Esta no idealidad es heredada por la estructura clásica de tres amplificadores por lo que es necesario definir un par de valores de desplazamiento de la tensión de saturación, uno para valores positivos y otro para negativos.

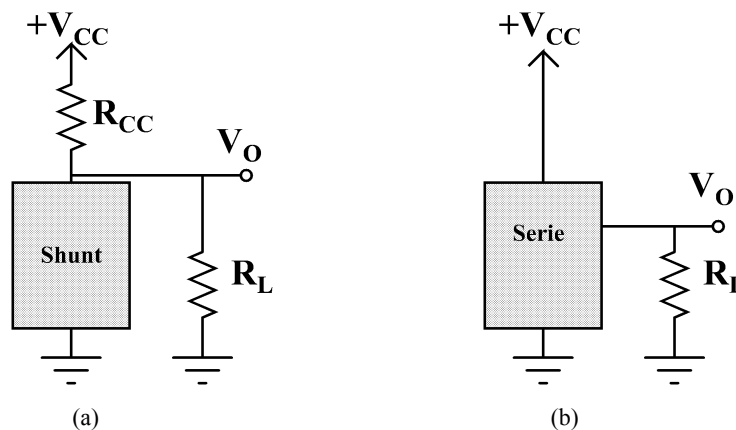


Fig. 4.37 : Referencias de tensión en paralelo (a) y en serie (b).

4.5 Referencias de tensión

Una *referencia de tensión* es un dispositivo electrónico capaz de proporcionar una tensión fija independiente de la alimentación, de la carga y de la temperatura. Las referencias de tensión se pueden dividir en dos grupos: *Referencias de tensión en paralelo (Shunt references)* y *referencias de tensión serie (Serial references)*. El primer grupo de referencias se caracteriza por que la referencia y la carga están en paralelo (4.37a) en tanto que, en el segundo grupo, parte de la electrónica interna se encuentra en serie (Fig. 4.37b).

La principal diferencia que existe entre un regulador y una referencia de tensión es la corriente que pueden proporcionar [Soc85, pp. 174]. En general, un regulador de tensión se puede definir como una referencia de tensión con una baja resistencia de salida y con una corriente de cortocircuito muy alta.

4.5.1 Parámetros característicos de una referencia de tensión

Existe un conjunto de parámetros que se utilizan para describir las referencias de tensión [Jun00, Max00, Ken00]. Sin embargo, este estudio se va a restringir a los parámetros que se mencionan a continuación:

- Tensión Nominal: Valor teórico de la tensión de salida.
- Regulación de línea o Line Regulation (α): Este parámetro permite determinar la influencia de la alimentación en una referencia de tensión. Se define como:

$$\alpha = \frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{CC}} \Rightarrow V_{OUT} = V_{OUT,0} + \alpha(V_{CC} - V_{CC,0}) \quad (4.72)$$

Siendo $V_{OUT,0}$ la tensión de salida con una alimentación igual a $V_{CC,0}$.

- Tensión mínima de alimentación ($V_{IN,MIN}$): Esta es la tensión mínima necesaria para conseguir que la salida de la referencia sea la nominal. Se supone que la salida no está cargada y que no tiene que suministrar corriente. La diferencia entre la tensión nominal de salida y la tensión mínima de alimentación se denomina *tensión de margen o drop-out*.
- Corriente de cortocircuito (I_{ShCC}): Es la máxima corriente que puede suministrar una referencia de tensión con una alimentación superior a $V_{IN,MIN}$.
- Corriente de alimentación (I_{QC}): Es la mínima corriente necesaria por el circuito integrado para funcionar correctamente.
- Coefficiente de temperatura (TC_V): Es el incremento que se observa en la tensión de salida cuando la temperatura se incrementa 1 °C.

4.5.2 El diodo Zener como referencia de tensión

La referencia de tensión más sencilla que existe es el diodo Zener. Estos componentes, extremadamente sencillos, son capaces de polarizar un circuito con una tensión relativamente constante. Fig. 4.38a muestra la estructura típica de polarización de un diodo Zener. En fig. 4.38b, se ha colocado un diodo de unión enfrentado al diodo Zener para mejorar el coeficiente térmico. Puede verse que este tipo de referencia pertenece al grupo de las referencias de tensión en paralelo.

Del estudio de fig. 4.38a se pueden deducir los valores de algunos parámetros de este tipo de referencia. Evidentemente, la tensión mínima de alimentación es la tensión de ruptura V_Z del diodo Zener, que es también el valor de la tensión nominal de salida. La corriente máxima que puede proporcionar este elemento es:

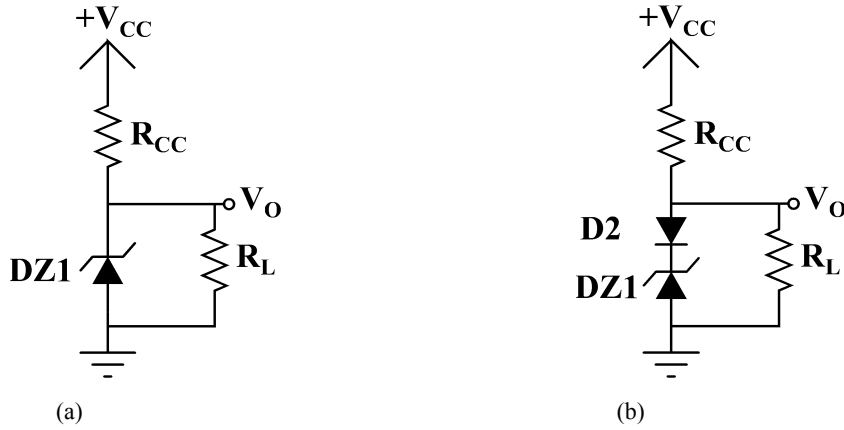


Fig. 4.38 : Diodo Zener polarizado como referencia de tensión, bien en solitario (a), bien con compensación térmica (b).

$$I_{shCC} = +V_{CC}/R_{CC} \quad (4.73)$$

Para ello, se ha supuesto que $R_L \rightarrow 0$. El cálculo del coeficiente de regulación es más complejo ya que la relación tensión-corriente de un diodo Zener es fuertemente no lineal. Suponiendo que $I = F(V)$, la ecuación que gobierna el circuito de fig. 4.38a es:

$$\frac{V_{CC} - V_{OUT}}{R_{CC}} = \frac{V_{OUT}}{R_L} + F(V_{OUT}) \quad (4.74)$$

Al sustituir $F(V_{OUT})$ por (3.14), (4.73) se convierte en:

$$V_{OUT} = \frac{R_L}{R_{CC} + R_L} \left(V_{CC} - \frac{R_{CC} I_S}{1 - \left(\frac{V_{OUT}}{V_Z} \right)^m} \right) \quad (4.75)$$

Es imposible extraer una expresión cerrada de V_{OUT} en función del resto de componentes. Para calcular el valor del coeficiente de regulación de línea, se derivarán los dos miembros de (4.75) respecto a V_{CC} aplicando la regla de la cadena cuando sea necesario. De esta manera, se obtendría la siguiente expresión:

$$\alpha = \frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{CC}} = \frac{1}{1 + \frac{m R_{CC} V_{OUT}^{m-1}}{V_Z^m I_S} I_Z^2} \approx \frac{1}{1 + \frac{m R_{CC}}{V_Z I_S} I_Z^2} \quad (4.76)$$

Por tanto, cuanto menor sea la tensión de ruptura o cuanto mayor sea la corriente que atraviesa el diodo Zener, menor es la influencia de la alimentación. Finalmente, el consumo de corriente de un diodo Zener también debe obtenerse al resolver una ecuación no lineal similar a (4.74). Sin embargo, es preferible suponer que el diodo Zener es ideal y que el consumo de corriente se reduce a:

$$I_{QC} \approx \frac{V_{CC} - V_Z}{R_{CC}} \quad (4.77)$$

Tal y como se explicó en el apartado 3.4.2, el coeficiente térmico de un diodo Zener se minimiza si la tensión de ruptura está situada entre 6 y 8 V. Por tanto, los diodos Zener que se deseen utilizar como referencias de tensión independiente de la temperatura deberán romper en ese rango de tensiones.

Para mejorar el coeficiente térmico, suelen construirse estructuras similares a las mostradas en fig. 4.38b, llamadas “*diodos de referencia*”. En ellas, la tensión de salida de la referencia de tensión será igual a la tensión de ruptura del diodo Zener más la caída de tensión en conducción del diodo adicional. La tensión Zener se escoge adecuadamente con el objetivo de que su coeficiente térmico sea ligeramente positivo. De esta manera, los comportamientos térmicos de ambas tensiones son opuestos y pueden cancelarse entre sí.

La mayor ventaja de los diodos Zener y de los de referencia es su gran sencillez y pequeño tamaño. Por el contrario, conllevan una serie de importantes desventajas: Fuerte influencia de la tensión de alimentación, elevado consumo, pequeña corriente de salida. Para solucionarlo, es necesario recurrir a estructuras más avanzadas basadas en el amplificador operacional.

4.5.3 Referencias de tipo Zener enterrado

Estas referencias de tensión consisten en un diodo Zener, un amplificador operacional y una red resistiva de realimentación. El diodo Zener no será polarizado directamente por la alimentación sino por la salida del amplificador operacional a través de la red de realimentación. La salida de la referencia es la del amplificador operacional y, con esta tecnología, se consiguen dispositivos prácticamente ideales.

Este tipo de referencias de tensión se denominan de *Zener enterrado* a causa del método de fabricación empleado en la construcción de este dispositivo. En caso de que se implementase el diodo en la superficie de la oblea del semiconductor, la unión PN estaría en contacto con el óxido de protección [Jun00]. La presencia de imperfecciones en esta región del cristal aumentaría excesivamente el ruido eléctrico en la unión PN en ruptura. Por este motivo, el diodo Zener utilizado se implementa en el interior de la oblea de silicio para evitar el contacto con la superficie del cristal. De este hecho surge el apelativo de “*enterrado*”.

Las resistencias de realimentación son de película metálica delgada y ajustadas por láser, de tal forma que se puede ajustar perfectamente el valor de la salida y cancelar sus respectivos coeficientes térmicos. En algunos modelos, una conexión adicional con el exterior nos permite acceder directamente a la entrada no inversora del amplificador operacional e insertar un condensador que elimina el ruido de alta frecuencia. Fig. 4.39a muestra el esquema interno de la referencia de tensión REF102, de Texas Instruments, que se va a estudiar como ejemplo típico de una referencia de tensión tipo Zener enterrado.

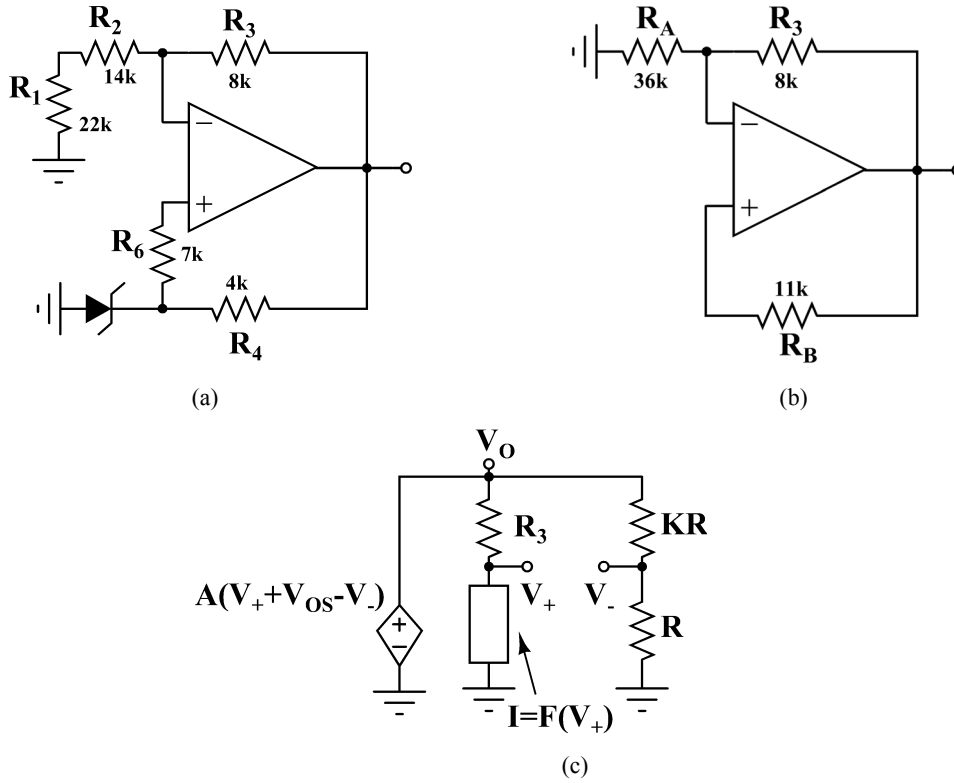


Fig. 4.39: Esquema simplificado de la referencia REF102 (a), tal y como Texas Instruments declara en la hoja de características del componente. (b) muestra la referencia cuando el diodo Zener no se encuentra en conducción. Si entra en conducción y se supone que el amplificador operacional no es ideal, el circuito se convierte en (c)

Se va a determinar la relación alimentación-salida de esta referencia de tensión. En primer lugar, supongamos que la tensión de alimentación es menor que la tensión de ruptura del diodo Zener. En este caso, este diodo se comporta como un abierto y el circuito original se convierte en el mostrado en fig. 4.39b. En esta configuración el amplificador operacional no puede estar en la zona lineal ya que $V_{OUT} = V_+$ y $V_{OUT} = (1+K) \cdot V_-$. Por tanto, el amplificador está en saturación. Por otra parte, se puede comprobar que el sistema es estable en saturación positiva pero inestable en saturación negativa. Por tanto, si la tensión de alimentación es demasiado pequeña, la salida del amplificador operacional es:

$$V_{OUT} = V_{CC} - V_{SVS,POS} \quad (4.78)$$

Siendo $V_{SVS,POS}$ el desplazamiento de la tensión de saturación positiva del amplificador operacional. Sin embargo, cuando la tensión de salida alcanza un valor suficientemente alto, el diodo Zener entra en zona de ruptura. En este caso, el circuito se convierte en uno similar al que se encuentra en fig. 4.39c. El sistema de ecuaciones asociado a este circuito no lineal es:

$$V_{OUT} = A(V_+ + V_{OS} - V_-) \quad (4.79a)$$

$$\frac{V_{OUT} - V_+}{R_3} = F(V_+) \quad (4.79b)$$

$$V_{OUT} = (1+k) \cdot V_- \quad (4.79c)$$

Siendo A la ganancia en lazo abierto del amplificador, V_{OS} su tensión de *offset* e $I = F(V)$ la función no lineal que regula un diodo Zener. En caso de utilizar (3.14), este sistema no tiene solución cerrada. Para calcular de forma aproximada el valor de la tensión de salida, aceptaremos que el diodo Zener es ideal. En este caso, $V_+ = V_Z \approx 8.2$ V y la tensión de salida de la fuente es:

$$V_{OUT} = \frac{1+k}{1+A^{-1}}(V_Z + V_{OS}) \quad (4.80)$$

Fig. 4.40 muestra la relación entrada-salida de este tipo de referencia. Por otro lado, si aceptamos que el amplificador operacional es ideal y el diodo Zener es descrito por (3.14), la salida del amplificador operacional será el valor V_{OUT} , fruto de la resolución de la siguiente ecuación no lineal:

$$V_{OUT} = \frac{k+1}{k} \frac{R_4 I_{BR}}{1 - \left(\frac{V_{OUT}}{V_Z} \right)^m} \quad (4.81)$$

Con los datos anteriores, se pueden determinar las características de este tipo de referencia. En primer lugar, V_{OUT} es la tensión nominal y $10 + V_{SVS,POS}$ la tensión mínima de alimentación. En las anteriores ecuaciones, no se observa una dependencia directa de la alimentación. Sin embargo, debido a que el amplificador tiene un valor no nulo de la razón de rechazo de la tensión de alimentación $PSRR_+$, el valor de la tensión de *offset* de entrada de este amplificador puede incrementarse afectando a la tensión de salida. Por este motivo, el valor de regulación de línea de esta fuente es:

$$\alpha = \frac{\partial V_{OUT}}{\partial V_{CC}} = (1+k) \frac{\partial V_{OS}}{\partial V_{CC}} = (1+k) \cdot PSRR_+ \quad (4.82)$$

La corriente en cortocircuito de la referencia de tensión I_{ShCC} es la del amplificador operacional integrado. Finalmente, el consumo de corriente se puede dividir en dos partes. Por un lado, el requerido por el operacional para su correcto funcionamiento y, en segundo lugar, la corriente que fluye a través de las resistencias de la red de polarización. Por tanto:

$$I_{QC} = \frac{V_{OUT}}{R_1 + R_2 + R_3} + \frac{V_{OUT} - V_Z}{R_4} + I_{QC,op} \approx 0.68 + I_{QC,op} \text{ (mA)} \quad (4.83)$$

El cálculo del coeficiente térmico es complejo. En primer lugar, el coeficiente k , que es igual a un cociente de resistencias, es prácticamente independiente de la temperatura. La estabilidad térmica de esta referencia está marcada por la relación existente entre los coeficientes de R_4 y del diodo Zener. Si aumenta la temperatura, R_4 aumenta y la corriente que circula a través del diodo Zener disminuye. Por tanto, la tensión a la que se encuentra este diodo también

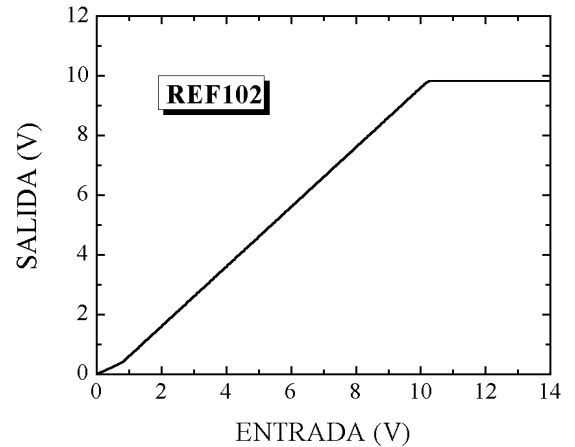


Fig. 4.40 : Relación entrada-salida teórica de una referencia de tensión similar a REF102.

disminuiría y disminuiría el valor de la salida del amplificador operacional. Para compensar esto, el diodo Zener se escoge con una tensión de ruptura en torno a 8.2 V, en el que predomina la ruptura por avalancha y su coeficiente térmico es positivo. Así, cuando aumenta la temperatura de la referencia, el descenso de la corriente que atraviesa el diodo se cancela con un aumento de la tensión de ruptura del diodo Zener. Por otro lado, hay que tener en cuenta que la tensión de *offset* del amplificador puede sufrir también una deriva térmica que debe tenerse en cuenta.

En general, este tipo de referencias de tensión tienen un ruido muy bajo en la salida. Su mayor desventaja radica en que requieren tensiones de alimentación bastante elevadas, necesarias para que el diodo Zener entre en ruptura en torno a 8 V. Asimismo, el consumo de corriente suele ser mayor que las referencias fabricadas con otras tecnologías.

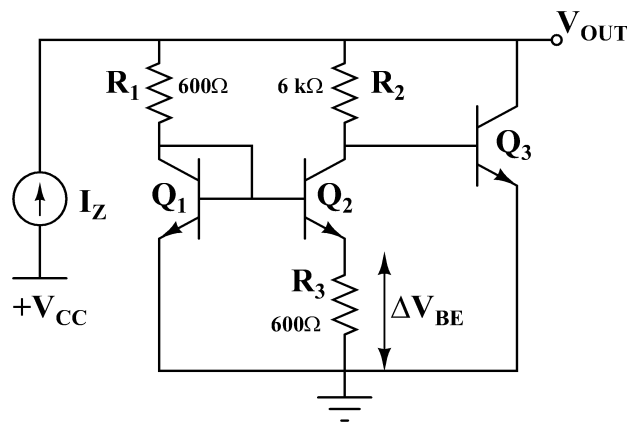


Fig. 4.41: Referencia de tensión de Widlar.

4.5.4 Referencias de tipo band-gap

Una forma de resolver el problema de la elevada tensión de alimentación de las referencias de tensión tipo Zener enterrado es el uso de *referencias de band-gap*. En estas referencias, se suman los valores de dos tensiones con diferente coeficiente térmico [Gra95, p. 338] de tal manera que se produzca una compensación entre ambos.

Fig. 4.41 muestra el ejemplo más sencillo de referencia de *band-gap*, llamada *de Widlar* al utilizar el espejo ese nombre [Gra95] o bien *de ΔV_{BE}* . La referencia de tensión LM109 está basada en este circuito y se han utilizado los valores de resistencias especificados en esta referencia de tensión [Jun00]. Se puede demostrar que la tensión de salida de este circuito es:

$$V_{OUT} = V_{BE,Q3} + \frac{R_2}{R_3} \Delta V_{BE} \quad (4.84)$$

Al estar polarizado con una corriente constante, el primer término decrece con la temperatura. En cambio, el segundo se comporta de forma opuesta puesto que es proporcional a V_T , tal y como se puede deducir al operar con (4.17). Se puede demostrar que la tensión de salida tiene un coeficiente nulo a temperatura T_0 siendo V_{OUT} igual a la anchura de la banda

prohibida del semiconductor a esta temperatura [Gra95]. Como las referencias se construyen únicamente con silicio, el valor de V_{OUT} está alrededor de 1.26 V a 300 K.

Los principales problemas de las referencias similares a fig. 4.41 son dos: Por un lado, su impedancia de salida es muy alta por lo que la carga debe ser también elevada para que la referencia funcione correctamente. Por otra parte, la fuente de corriente I_Z puede depender de la alimentación y, a causa de ello, la referencia tendría un coeficiente de regulación demasiado alto.

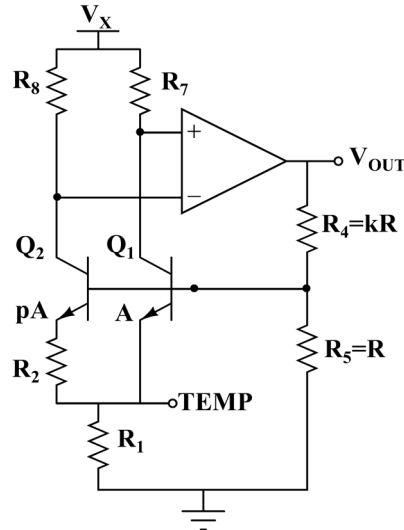


Fig. 4.42: Referencia mejorada de separación de banda. La referencia de tensión AD580 se caracteriza por que $V_X = +V_{CC}$. En otras referencias basadas en ella, como AD780 o la familia REF0X, $V_X = V_{OUT}$.

Este tipo de problemas también aparecían en las referencias tipo Zener enterrado por lo que se opta por una solución similar. Fig. 4.42 muestra la estructura de una referencia de tensión tipo *band-gap* mejorada, cuyo núcleo central es una celda de Brokaw, en la que se ha incorporado un amplificador operacional integrado. La célula primaria de la referencia de tensión está formada por los transistores Q_1 y Q_2 y las resistencias R_1 y R_2 . La salida de esta red es igual a la suma de una tensión BE y un múltiplo de V_T , que se consigue al construir los transistores Q_2 y Q_1 con áreas BE de valor pA y A respectivamente, con $p > 1$. La salida de la célula primaria se encuentra en la base de los dos transistores, cuyo valor es 1.26 V para minimizar el coeficiente térmico. Esta tensión es amplificada por las resistencias R_4 y R_5 para conseguir una tensión de salida diferente. Por ejemplo, las referencias de tensión AD780, REF02 y REF01 están basadas en este modelo siendo sus salidas 2.5, 5 y 10 V.

A semejanza de las referencias de tensión tipo Zener enterrado, los pasos que deben darse a continuación son la sustitución de transistores y amplificadores por sus circuitos equivalentes, el planteamiento de las ecuaciones que rigen este circuito y, finalmente, su resolución en función de todos los parámetros presentes en el circuito. Desafortunadamente, existen muchos parámetros independientes envueltos en varias ecuaciones no lineales y, por tanto, la resolución directa de las ecuaciones matemáticas es prácticamente imposible. Es necesario entonces afrontar la resolución del sistema aceptando que los componentes del circuito son ideales

excepto una parte, estudiando a continuación la influencia de este parámetro en la salida de la referencia.

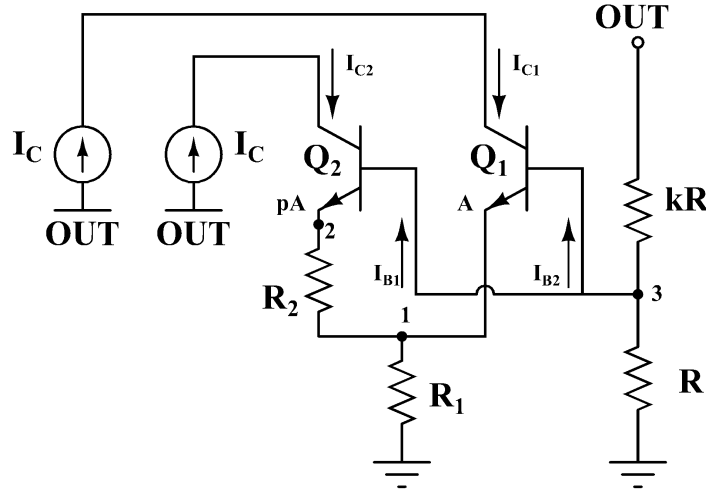


Fig. 4.43 : Estructura equivalente de una referencia de separación de banda con amplificador operacional ideal. Las tensiones de colector son iguales a causa de la realimentación.

4.5.4.1 Amplificador operacional ideal y transistores no ideales

El amplificador operacional de fig. 4.42 es ideal en tanto que los transistores que forman la célula presentan corrientes de recombinación, distintos valores de ganancia, etc. Puesto que la ganancia en lazo abierto del amplificador operacional es infinita, las tensiones en las entradas V_+ y V_- son exactamente iguales al ser V_{OUT} finita y distinta de las tensiones de saturación. En consecuencia, las corrientes que atraviesan los colectores de Q_1 y Q_2 son exactamente iguales y el circuito equivalente a la referencia de tensión es el mostrado en fig. 4.43. Las ecuaciones deducidas de este circuito son:

$$I_{B1} = I_S \cdot \exp\left(\frac{V_3 - V_1}{mV_T}\right) \quad (4.85a)$$

$$I_{B2} = pI_S \cdot \exp\left(\frac{V_3 - V_2}{mV_T}\right) \quad (4.85b)$$

$$\frac{V_2 - V_1}{R_2} = (h_{FE,2} + 1) \cdot I_{B2} \quad (4.85c)$$

$$I_{C2} = I_{C1} \Rightarrow h_{FE,1} \cdot I_{B1} = h_{FE,2} \cdot I_{B2} \quad (4.85d)$$

$$\frac{V_1}{R_1} = (h_{FE,1} + 1) \cdot I_{B1} + (h_{FE,2} + 1) \cdot I_{B2} \quad (4.85e)$$

$$\frac{V_{OUT} - V_5}{k \cdot R} = \frac{V_5}{R} + (I_{B1} + I_{B2}) \quad (4.85f)$$

Se ha supuesto que la corriente de base del transistor Q_1 tiene una corriente de saturación inversa I_S y un coeficiente de idealidad m . Por otra parte, hay que recordar que, de acuerdo con (3.7)-(3.10), la corriente de saturación inversa es proporcional al área de contacto entre la zona p

y la zona n . Por tanto, dado que el transistor Q_2 tiene una base p veces mayor que la del transistor Q_1 , la corriente de saturación inversa de la unión BE de Q_2 será p veces superior a la de Q_1 . Este hecho se ha reflejado en (4.85b).

Si dividimos (4.85a) entre (4.85b) y utilizamos la relación (4.85d), se obtiene el siguiente resultado:

$$V_2 - V_1 = mV_T \cdot \ln\left(p \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}}\right) \quad (4.86)$$

Éste es el término dependiente de V_T necesario para la estabilidad térmica de la referencia de tensión. A partir de este resultado, surge de forma natural el siguiente valor:

$$V_1 = m \frac{R_1}{R_2} \left(1 + \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}} \frac{1 + h_{FE,2}}{1 + h_{FE,1}}\right) \cdot \ln\left(p \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}}\right) V_T \quad (4.87)$$

Esta tensión puede ser medida desde el exterior a través de una salida llamada TEMP o similar por lo que es posible determinar la temperatura de la referencia de tensión. Por otro lado, la salida de la celda es:

$$V_3 = V_{BE,Q1} + m \frac{R_1}{R_2} \left(1 + \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}} \frac{1 + h_{FE,2}}{1 + h_{FE,1}}\right) \cdot \ln\left(p \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}}\right) V_T \quad (4.88)$$

Y la de la referencia de tensión:

$$V_{OUT} = (1 + k) \cdot V_3 + k \cdot m \cdot \frac{h_{FE,2} + h_{FE,1}}{h_{FE,1} (h_{FE,2} + 1)} \ln\left(p \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}}\right) \frac{R}{R_2} V_T \quad (4.89)$$

Puede verse que la red de resistencias introduce un nuevo factor proporcional a la temperatura absoluta de la referencia de tensión. Asimismo hay que recordar que $V_{BE,Q1}$ es función de la corriente de colector que lo atraviesa, que depende de la tensión de salida V_{OUT} . De esta forma, se completa el bucle de realimentación del circuito y se estabiliza el sistema.

4.5.4.2 Referencia de separación de banda ideal

A partir de las ecuaciones anteriores, es sencillo obtener las salidas que regirían el comportamiento de una referencia de tensión ideal. En este tipo de referencias, el coeficiente de idealidad m sería 1 y las ganancias de los transistores serían iguales y prácticamente infinitas. Por tanto:

$$V_1 = V_{TEMP} = \frac{2 \cdot R_1}{R_2} \cdot \ln(p) V_T \quad (4.90)$$

$$V_3 = V_{BE,Q1} + \frac{2R_1}{R_2} \cdot \ln(p) V_T \quad (4.91)$$

$$V_{OUT} = (1 + k) \cdot V_3 + k \cdot \ln(p) \frac{R}{R_2} V_T \quad (4.92)$$

4.5.4.3 Influencia de las no idealidades del amplificador operacional

Para conocer de forma exacta cómo afectan las no idealidades del amplificador operacional a la tensión de salida de la referencia de tensión, habría que sustituirlo en fig. 4.42 por un subcircuito formado por una fuente diferencial de tensión, una tensión de *offset* y corrientes de polarización. Desgraciadamente, el sistema de ecuaciones que rige su comportamiento se vuelve tan complejo que su resolución es imposible.

Por este motivo, se va a realizar un estudio cualitativo para determinar cuál es el efecto de los parámetros del amplificador operacional real. En primer lugar, vamos a estudiar la tensión de *offset* de la entrada. Imaginemos que inicialmente la tensión de *offset* es nula y que las corrientes que circulan a través de los colectores de Q_2 y Q_1 , I_{C1} e I_{C2} , son iguales. A continuación, se supone que se produce un incremento de la tensión de *offset*. A consecuencia de esto, la tensión V_1 disminuye y se incrementa la corriente de colector de Q_2 , I_{C2} . Esta corriente atraviesa el transistor y llega al nudo 1, donde se suma a I_{C1} .

Debido a este incremento de corriente, V_1 aumenta y, por tanto, V_3 también y, obviamente, V_{OUT} . Por tanto, *el incremento de la tensión de offset de la entrada del amplificador operacional provoca un aumento de la tensión de salida de la referencia de tensión.*

Estudiemos ahora las corrientes de polarización de la entrada del amplificador operacional. Supongamos en primer lugar que estas corrientes entran en el amplificador operacional. Por tanto, estas corrientes son sustraídas de I_{C1} e I_{C2} y disminuyen tanto V_1 como $V_{BE,Q2}$. En consecuencia V_3 y V_{OUT} disminuirían. En definitiva, *si las corrientes de polarización entran en el amplificador, un aumento de ellas conlleva una disminución de la tensión de salida.* Si salieran, el fenómeno sería inverso. Hay que reseñar asimismo que estos dos fenómenos provocan un cambio en el valor de $V_1 = V_{TEMP}$.

El último fenómeno que investigar es la ganancia en lazo abierto. Sin embargo, este estudio se puede simplificar recordando que la referencia de tensión está inserta en una red de realimentación negativa. En estos sistemas, la expresión de la ganancia adquiere siempre una forma similar a (4.35), en la que la ganancia en lazo cerrado disminuye a medida que lo hace la ganancia en lazo abierto. Por tanto, *si disminuye la ganancia en lazo abierto, disminuirá también la tensión de salida.*

4.5.4.4 Otros parámetros de las referencias de band-gap

En último lugar, hay que estudiar cuál es el origen de las no idealidades presentes en una referencia de tensión de este tipo:

- a) Tensión mínima de alimentación: Evidentemente, la tensión mínima de alimentación es aquella que permite a la salida del operacional llegar a la tensión de salida nominal. Asimismo, ésta está determinada por el valor de las resistencias de la red de realimentación y de la salida de la celda utilizada como referencia. Por tanto:

$$V_{IN,MIN} \approx (1+k) \cdot 1.26 + SVS_{POS} \quad (4.93)$$

Como puede verse, si se hiciera $k = 0$, el valor de $V_{IN,MIN}$ sería del orden de 2-3 V. Esto las diferencia de las referencias tipo Zener enterrado, en las que hacían falta alimentaciones muy altas. Fig. 4.44 muestra la relación entrada-salida de una referencia de tensión AD780.

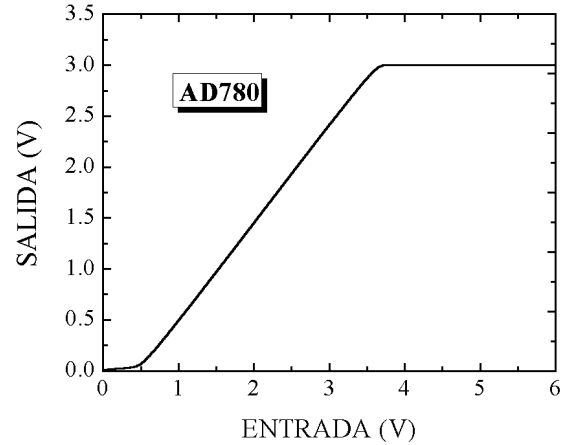


Fig. 3.44 : Relación entrada-salida real de la referencia de tensión AD780 según SPICE.

b) Coefficiente de regulación de línea: A diferencia del modelo AD580, en la que la celda de referencia está conectada directamente a la tensión de alimentación, en el resto de referencias avanzadas la

celda de referencia está unida a la salida del amplificador. Por tanto, la tensión de alimentación sólo puede afectar a la de salida por medio de la tensión de *offset* del amplificador. Sin embargo, no hay una expresión cerrada similar a (4.82) para calcular el coeficiente de regulación. En general, cuanto menor sea el rechazo de la tensión de alimentación, mayor es el coeficiente de regulación de línea.

c) Corriente en cortocircuito: Esta será igual a la corriente máxima que puede proporcionar el amplificador operacional. Es importante señalar que la topología interna del amplificador operacional de las referencias REF02 y REF01 de Analog Devices es pública. Al analizar este subcircuito, se aprecia que la etapa de salida es tipo A. Esto conduce a una gran asimetría entre la corriente en cortocircuito positiva, que es de varias decenas de miliamperio, y la negativa, que es cien veces menor.

d) Consumo de corriente: En el caso de que la referencia de tensión no esté cargada, la corriente requerida por la referencia de tensión se puede dividir en tres partes: En primer lugar, la que necesita el amplificador operacional para estar polarizado; en segundo lugar, la corriente que necesita la celda de referencia y, finalmente, la corriente que necesita la red de realimentación del amplificador. Por tanto:

$$I_{QC,REF} = I_{QC,OP} + \frac{V_1}{R_1} + \frac{V_{OUT}}{(1+k)R} \quad (4.94)$$

Aplicando (4.87):

$$I_{QC,REF} = I_{QC,OP} + \frac{m}{R_2} \left(1 + \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}} \frac{1+h_{FE,2}}{1+h_{FE,1}} \right) \cdot \ln \left(p \frac{h_{FE,2}}{h_{FE,1}} \right) V_T + \frac{V_{OUT}}{(1+k)R} \quad (4.95)$$

El valor de esta corriente suele ser del orden de 1 mA o menor.

4.5.5 Referencias de tensión XFET

Las referencias de tensión tipo Zener enterrado tenían el inconveniente de que la tensión mínima de funcionamiento era muy alta, pues era necesario que el diodo Zener entrase en ruptura. Este problema se solucionó en las referencias de tipo *band-gap* aunque hay que pagar un precio inesperado, puesto que el ruido en la salida es bastante alto en este tipo de referencias [Jun00].

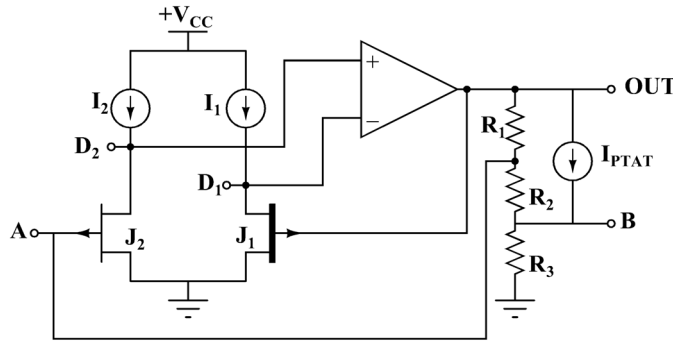


Fig. 4.45: Estructura interna de una referencia de tensión XFET [Jun00]. La tensión de *pinch-off* del transistor de canal *p* J_1 es 0.5 V superior a la de J_2 .

Para solucionar este problema, Analog Devices desarrolló a mediados de los años 90 un nuevo tipo de referencias de tensión llamadas XFET, acrónimo de *eXtra implantation jFET*. Esta tecnología es propiedad de esta compañía y se caracteriza por que utiliza la tensión de *pinch-off* de un transistor JFET como referencia de tensión. La principal ventaja de estas estructuras es que los transistores JFET son dispositivos en los que el ruido es menor [Hor90]. El resto de componentes del amplificador operacional están contruidos con transistores NPN y PNP verticales.

4.5.5.1 Fundamento teórico de una referencia XFET

Fig. 4.45 muestra la estructura típica de este tipo de referencias. Hay dos transistores JFET de canal *p* que se encuentran en zona lineal y cuyas tensiones de *pinch-off* difieren aproximadamente 500 mV. Para conseguirlo, se procedió a una implantación adicional de impurezas positivas en el canal *p* de uno de los transistores.

Ambos transistores se encuentran polarizados por fuentes de corriente simétricas. Debido a la presencia del amplificador operacional, los drenadores de ambos transistores están a la misma tensión. Aceptando que los dos transistores están en zona lineal y aplicando (3.44b):

$$I_1 = \frac{I_{DSS1}}{V_{P1}^2} (V_{OUT} - V_{P1}) \cdot V_{DS1} \quad (4.96)$$

$$I_2 = \frac{I_{DSS2}}{V_{P2}^2} (V_A - V_{P2}) \cdot V_{DS2} \quad (4.97)$$

Aceptemos que, por construcción, $I_{DSS1} \cdot V_{P2}^2 = I_{DSS2} \cdot V_{P1}^2$. Puesto que $I_1 = I_2$, $V_{S1} = V_{S2} = 0$ y $V_{D1} = V_{D2}$ a causa del operacional, al dividir (4.96) entre (4.97) se obtiene:

$$V_{OUT} - V_A = V_{P1} - V_{P2} = \Delta V_P \quad (4.98)$$

Aplicando esta ecuación al circuito de fig. 4.45, se deduce que:

$$V_{OUT} = \Delta V_P \cdot \left(1 + \frac{R_2 + R_3}{R_1} \right) + I_{PTAT} \cdot R_3 \quad (4.99)$$

Si el dopado del canal del transistor J_2 es N_A y el de J_1 es $m \cdot N_A$, siendo $m > 1$, los valores de las tensiones de *pinch-off* de ambos transistores sería:

$$V_{P1} = V_{P0,1} - V_{BI,1} = \frac{qa^2(mN_A)}{2\epsilon_S} - V_T \ln \left(\frac{(mN_A)N_D^+}{n_i^2} \right) \quad (4.100)$$

$$V_{P2} = V_{P0,2} - V_{BI,2} = \frac{qa^2N_A}{2\epsilon_S} - V_T \ln \left(\frac{N_A N_D^+}{n_i^2} \right) \quad (4.101)$$

Se usaron las ecuaciones (3.42), (3.41) y (3.3), adaptadas a un transistor JFET de canal p . Al restar ambas expresiones, se obtendría el siguiente valor:

$$\Delta V_P = V_{P1} - V_{P2} = \frac{qa^2N_A}{2\epsilon_S} (m-1) - V_T \ln(m) \quad (4.102)$$

De esta ecuación se deduce que el valor ΔV_P disminuye con la temperatura. Para compensar esta evolución, el valor de I_{PTAT} debe tener un coeficiente térmico positivo. Hay que señalar que el fabricante no precisa como se construye esta fuente de corriente. Sin embargo, un par de hechos pueden darnos pistas acerca del procedimiento de construcción: Por una parte, es una fuente de corriente cuyo valor aumenta con la temperatura y, por otro lado, estas referencias están diseñadas para minimizar la potencia consumida. Ambos datos inducen a pensar que puede

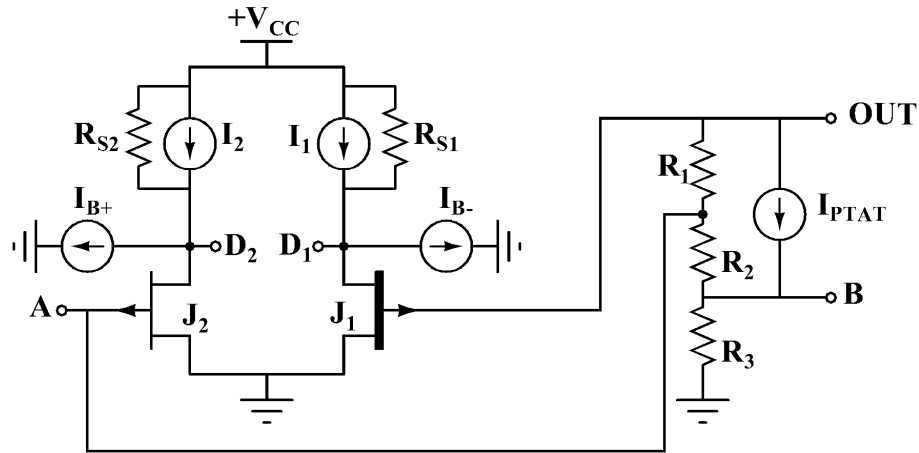


Fig. 4.46: La referencia XFET tras suponer que todos los elementos son no ideales y que la única no idealidad del amplificador operacional es la presencia de corrientes de polarización de la puerta.

estar construida a partir de una fuente de corriente similar a la de fig. 4.4c o bien de alguna variante del espejo Widlar.

4.5.5.2 Influencia de las no idealidades en la salida de una referencia XFET

En este apartado, se va a estudiar cómo afectan las no idealidades internas de la referencia de tensión a la tensión de salida. En primer lugar, se va a suponer que el amplificador operacional tiene ganancia infinita y tensión de *offset* de entrada nula. Sin embargo, se va a aceptar que:

- a) Las fuentes I_1 e I_2 no están apareadas y tienen una resistencia en paralelo.
- b) Las entradas del amplificador tienen corrientes de polarización I_{B+} e I_{B-} .
- c) No se verifica la igualdad $I_{DSS1} \cdot V_{P2}^2 = I_{DSS2} \cdot V_{P1}^2$.

En este caso, el circuito de fig. 4.45 se convierte en fig. 4.46. Aceptando que los transistores se encuentran en zona lineal, las ecuaciones que rigen el circuito son:

$$V_{D1} = V_{D2} \quad (4.103a)$$

$$I_1 + \frac{V_{CC} - V_{D1}}{R_{S1}} = I_{B-} + \frac{I_{DSS,1}}{V_{P1}^2} \cdot (V_{OUT} - V_{P1}) \cdot V_{D1} \quad (4.103b)$$

$$I_2 + \frac{V_{CC} - V_{D2}}{R_{S2}} = I_{B+} + \frac{I_{DSS,2}}{V_{P2}^2} \cdot (V_A - V_{P2}) \cdot V_{D2} \quad (4.103c)$$

$$\frac{V_{OUT} - V_A}{R_1} = \frac{V_A - V_B}{R_3} \quad (4.103d)$$

$$\frac{V_{OUT} - V_A}{R_1} = I_{PTAT} + \frac{V_B}{R_3} \quad (4.103e)$$

Operando con las tres primeras ecuaciones y aceptando que $V_{CC} \gg V_{D2}$, se puede deducir que:

$$\frac{V_{OUT} - V_{P1}}{V_A - V_{P2}} = \frac{I_1 + \frac{V_{CC}}{R_{S1}} - I_{B-}}{I_2 + \frac{V_{CC}}{R_{S2}} - I_{B+}} \cdot \frac{V_{P1}^2}{V_{P2}^2} \cdot \frac{I_{DSS,2}}{I_{DSS,1}} = \alpha \quad (4.104)$$

Idealmente, $\alpha = 1$ pero la presencia de estas no idealidades pueden modificar su valor. Si operamos con esta ecuación, (4.103d) y (4.103e), se deduce que:

$$V_{OUT} = \alpha V_A + (V_{P1} - \alpha V_{P2}) \quad (4.105)$$

$$V_{OUT} = \left(1 + \frac{R_3 + R_2}{R_1}\right) \cdot V_{P1} + \alpha \left(R_3 \cdot I_{PTAT} - \left(1 + \frac{R_3 + R_2}{R_1}\right) V_{P2}\right) \quad (4.106)$$

Como puede verse, la influencia del parámetro α en la salida depende del signo de un factor que depende de las resistencias, de I_{PTAT} y V_{P2} . Desafortunadamente, esta relación es imposible de averiguar a partir de los datos suministrados por el fabricante. Sin embargo, se pueden obtener algunos resultados importantes: En primer lugar, la existencia de asimetrías en el núcleo de la referencia de tensión (J_1 , J_2 , I_1 e I_2) modifican la tensión de salida. Por otro lado, cuanto mayor sea la diferencia entre $1/R_{S1}$ y $1/R_{S2}$, mayor es la influencia de la tensión de alimentación. Para minimizar aquella diferencia, es necesario o bien que $R_{S1} \approx R_{S2}$, o bien que $R_{S1}, R_{S2} \rightarrow \infty$. Asimismo, las corrientes de polarización no influyen en la salida si son exactamente iguales, es decir, si $I_{OS} = 0$.

La determinación de la influencia de otras magnitudes como la tensión de *offset* de la entrada y la ganancia en lazo abierto es más compleja puesto que aparecen ecuaciones no lineales. Por eso, es preferible hacer un estudio cualitativo de la influencia de estos parámetros en la salida.

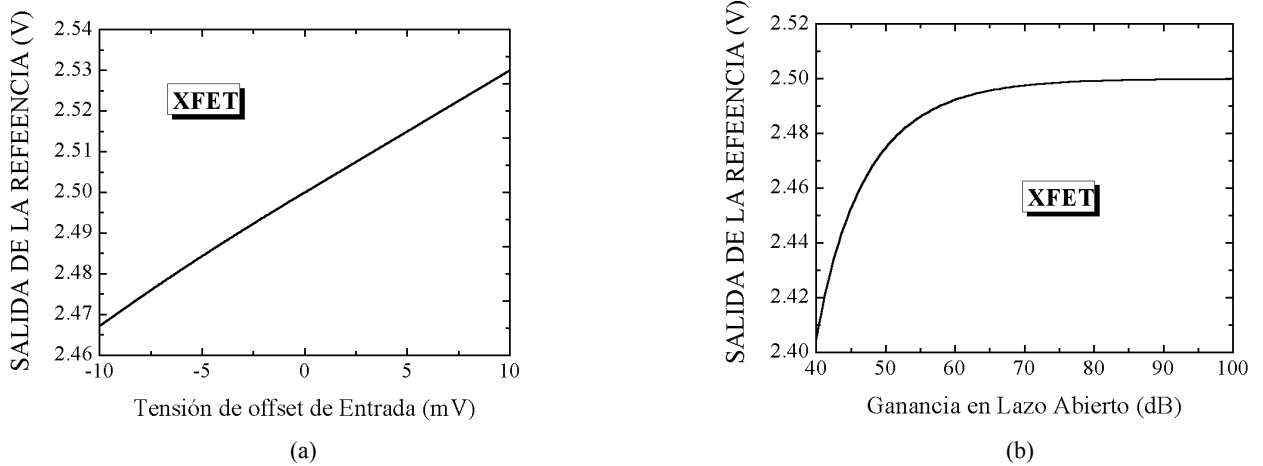


Fig. 4.47a-b: Influencia de la tensión de offset de entrada del amplificador operacional (a) y de la ganancia en lazo abierto (b) en la salida de la referencia (Simulación en SPICE sobre circuito equivalente).

Fig. 4.47a muestra el valor de la tensión de salida de una referencia XFET en función de la tensión de *offset* de entrada del amplificador operacional. Los datos se obtuvieron al simular la estructura de fig. 4.45 con PSPICE y muestran que el valor de la tensión de salida se incrementa si lo hace V_{OS} . Fig. 4.47b muestra el valor de la salida en función de la ganancia del amplificador operacional. Puede verse que la tensión de salida es menor que la nominal si la ganancia en lazo abierto es menor que la nominal, siendo este fenómeno importante por debajo de 80 dB.

4.5.5.3 Parámetros característicos de una referencia XFET

Como en los otros tipos de referencias de tensión, puede hallarse una expresión teórica del valor de los parámetros propios de estos dispositivos:

a) Tensión mínima de alimentación: Fig. 4.48 muestra la relación entrada-salida de una referencia XFET tras realizarse una simulación en SPICE. Para que la referencia funcione correctamente, es necesario que la salida del amplificador operacional sea superior a la salida nominal de la referencia de tensión. Por tanto:

$$V_{IN,MIN} = V_{OUT,NOM} + SVS_{POS} \quad (4.107)$$

b) Coeficiente de regulación de línea: La fuente de alimentación puede afectar a la salida de varias maneras. En primer lugar, a través de las corrientes que polarizan los transistores JFET, como se puede deducir de (4.104)-(4.106). Otra componente de este parámetro es el coeficiente de rechazo de las alimentaciones del amplificador. En cualquier caso, es imposible obtener una expresión cerrada para este parámetro.

c) Corriente en cortocircuito: Evidentemente, esta corriente es igual a la corriente en cortocircuito del amplificador operacional interno.

d) Consumo de corriente: En una referencia de tensión sin cargar, hay varias fuentes de corriente en funcionamiento: I_1 , I_2 e I_{PTAT} , así como varias resistencias internas que cargan la salida del operacional. Por tanto, el consumo de corriente es:

$$I_{QC,REF} = I_{QC,OA} + I_1 + I_2 + \frac{\Delta V_P}{R_1} + I_{PTAT} \quad (4.108)$$

$I_{PTAT} + \Delta V_P/R_1$ es la corriente que suministra la salida del amplificador operacional, siendo $I_{QC,OA}$ el resto de corriente que necesita el amplificador operacional para estar correctamente polarizado. El valor de $I_{QC,REF}$ depende de la tensión de alimentación, puesto que, p.e., las fuentes de corriente I_1 e I_2 cuentan con una resistencia en paralelo y, además, por que la corriente de alimentación de un operacional depende de este parámetro.

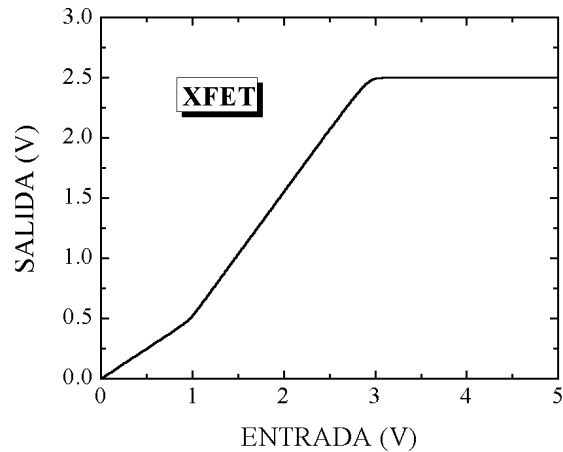


Fig. 4.48 : Relación entrada-salida simulada en SPICE de una referencia de tensión XFET.

4.6 Conversores Digitales-Analógicos

Un *conversor digital-analógico* (o DAC) es un dispositivo electrónico capaz de convertir un número expresado en notación binaria en una tensión o corriente proporcional al valor de la entrada digital [Hor90, p. 614]. Pueden construirse tanto en tecnología CMOS como bipolar, y se basan en redes capaces de obtener submúltiplos de una magnitud cuyo valor se toma como referencia. Si bien es cierto que esta magnitud puede ser la carga eléctrica, como acontece en algunos dispositivos CMOS [Dem96], la mayor parte de los DACs comerciales tienen redes capaces de dividir una corriente de referencia.

4.6.1 Redes divisoras de corriente

La mayor parte de los conversores D/A se caracterizan por tener una red interna de resistencias con una importante propiedad: La corriente que circula por una determinada rama es la mitad de la que pasa por la anterior, y el doble de la posterior.

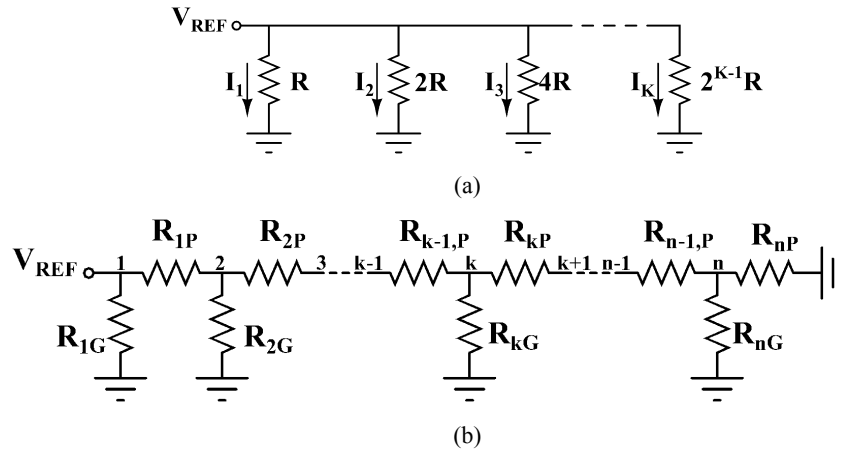


Fig. 4.49a-b: Redes divisoras de corriente: Red con resistencias escaladas (a) y en escalera (b)

La red más sencilla que cumple esta propiedad es la red con resistencias escaladas, que se muestra en fig. 4.49a [Dem96]. En ella, se puede ver que la corriente que circula a través de la rama 1 es V_{REF}/R , a través de la 2, $V_{REF}/2R$, en la 3, $V_{REF}/4R$, etc. En general, se verifica que la corriente que circula a través de la rama k es:

$$I_K = \frac{V_{REF}}{(2^{K-1} \cdot R)} \quad (4.109)$$

Obviamente, $I_{K+1} = I_K/2$. El mayor problema de este tipo de red radica en el hecho de que, en el caso de incrementar el número de bits, los valores de las resistencias se incrementan, por lo que la fabricación es inviable. Normalmente, los conversores D/A que se fabrican en la actualidad están basados en la “red $R/2R$ en escalera” [Dem96], que se muestra en fig. 4.49b. En esta construcción, sólo son necesarias resistencias de valor R y $2R$. En este circuito, se verifican las siguientes ecuaciones nodales:

$$V_1 = V_{REF} \quad (4.110a)$$

$$\frac{V_{k-1} - V_k}{R_{k-1,P}} = \frac{V_k}{R_{k,G}} + \frac{V_k - V_{k+1}}{R_{k,P}}, \quad \forall k \in [2, n-1] \quad (4.110b)$$

$$\frac{V_{n-1} - V_n}{R_{n-1,P}} = \frac{V_n}{R_{n,G}} + \frac{V_n}{R_{n,P}} \quad (4.110c)$$

En caso de que los valores de resistencias de la red sean:

$$\begin{aligned} R_{kP} &= R & \forall k \in [1, n-1] \\ R_{nP} &= R_{kG} = 2R & \forall k \in [1, n] \end{aligned}$$

El sistema anterior se convierte en:

$$V_1 = V_{REF} \quad (4.111a)$$

$$5 \cdot V_k = 2 \cdot V_{k-1} + 2 \cdot V_{k+1}, \quad \forall k \in [2, n-1] \quad (4.111b)$$

$$V_{n-1} = 2 \cdot V_n \quad (4.111c)$$

La función $V_k = V_{REF}/2^{k-1}$ es la solución del anterior sistema de ecuaciones. En consecuencia, la corriente que circula a través de las resistencias R_{kG} es:

$$I_k = \frac{1}{2^k} \frac{V_{REF}}{R}, \quad \forall k \in [1, n] \quad (4.112)$$

De esta manera, se consigue que las corrientes que circulan por las ramas decrezcan en progresión geométrica con razón 2. Otro sistema de escalar las corrientes que circulan por las ramas es utilizar espejos bipolares de corriente en los que la superficie de unión BE de los transistores tengan valores proporcionales a un valor A . Fig. 4.50 es un ejemplo de esta estructura. En ella, una corriente $I_{REF} = V_{REF}/R_0$ circula a través del colector del transistor Q_{REF} , cuya unión BE tiene un área $16A$. Las áreas de los transistores Q_1, Q_2, Q_3, \dots tienen valores $8A, 4A, 2A, \dots$ por lo que la corriente que reflejan es $I_{REF} = V_{REF}/2, I_{REF} = V_{REF}/4, I_{REF} = V_{REF}/16, \dots$ Esta circunstancia se ve favorecida por el hecho de que los emisores estén unidos a una red $R/2R$ en escalera.

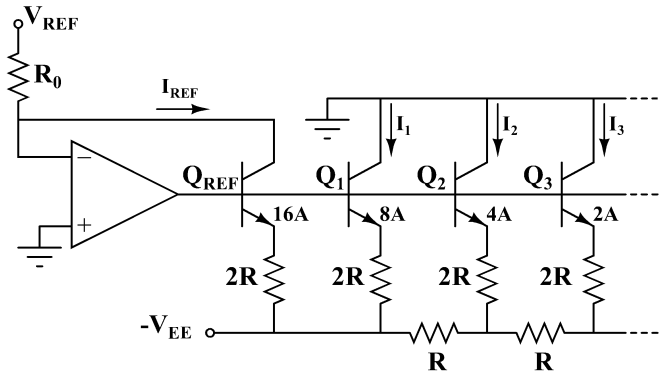


Fig. 4.50: Red divisora de corrientes que utiliza espejos de corriente con áreas de unión BE escaladas.

Finalmente, existe una última técnica llamada de “*código termométrico*”. En estos conversores, los n bits del conversor entran en una etapa lógica combinacional con 2^n salidas. En esta etapa, si k es el número codificado en formato binario por los n bits, habrá k salidas iguales a **1** y $2^n - k$ salidas iguales a **0**. Estas entradas están unidas a 2^n resistencias en paralelo y con un conmutador cada una, asociado con las salidas de la etapa lógica. De esta manera, se consigue que una tensión de referencia V_{REF} proporcione una corriente proporcional a k .

En general, es posible construir estructuras híbridas [Dem96] en la que algunos bits están unidos a un tipo de red y el resto conectados a otra.

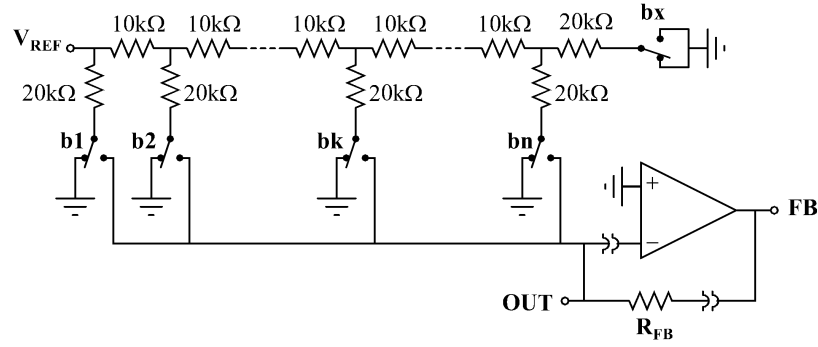


Fig. 4.51: Red R/2R con un amplificador operacional para convertir la entrada binaria en tensión de salida. Se han utilizado los valores de resistencias del convertor AD7541, así como su nomenclatura para nombrar las salidas. El conmutador bx es controlado por $+V_{DD}$ y se inserta para aparear correctamente las resistencias.

Las anteriores redes son capaces de dividir submúltiplos de una corriente de referencia I_{REF} . El siguiente paso es buscar una manera de extraer estas corrientes y sumarlas según sea el valor del bit asignado a cada rama. Para ello, se utilizarán conmutadores de doble camino y un amplificador operacional que funciona como transconductor y que crea una tierra virtual (fig. 4.51). En esta estructura, un conmutador cuyo estado depende del valor del bit que lo controla selecciona hacia donde se dirige la corriente proveniente de la red divisora de corrientes (En este caso, red R/2R en escalera). En caso de que la entrada digital del conmutador k sea **0**, la corriente se dirige hacia el nudo de tierra. Sin embargo, si es **1**, se dirige hacia la tierra virtual creada por el amplificador operacional. Independientemente del estado del bit, el conjunto de ecuaciones (4.110) se verifican por lo que de la red R/2R funciona correctamente.

En definitiva, la corriente que llega al nodo OUT es igual a:

$$I_{OUT} = \sum_{k=1}^n b_k \cdot \frac{V_{REF}}{R} \cdot \frac{1}{2^k} \quad (4.113)$$

Reordenando la anterior expresión:

$$I_{OUT} = \frac{V_{REF}}{2^n R} \sum_{k=1}^n b_k \cdot 2^k \quad (4.113)$$

El segundo término de esta expresión es igual al número binario expresado en formato decimal. Por tanto, esta magnitud es proporcional al valor de la entrada binaria. En la práctica, es difícil trabajar con intensidades y es preferible hacerlo con tensiones. Para ello, se utiliza la resistencia R_{FB} que realimenta el amplificador operacional. Evidentemente, una vez que la corriente I_{OUT} ha llegado al nudo OUT , debe continuar su camino. Esta corriente es drenada a través de R_{FB} hacia la salida del amplificador operacional. En este caso, la salida del amplificador es:

$$V_{FB} = -\frac{R_{FB}}{R} \frac{V_{REF}}{2^n} \sum_{k=1}^n b_k \cdot 2^k \quad (4.114)$$

Si se elige $R_{FB} = R$, la expresión anterior se convierte en:

$$V_{FB} = -\frac{V_{REF}}{2^n} \sum_{k=1}^n b_k \cdot 2^k \quad (4.115)$$

Formalmente, se puede decir que la salida de los conversores es proporcional al producto de un número y la tensión V_{REF} . Por esta causa, estos conversores D/A se suelen llamar “multiplicadores” [Hor90]. Por otra parte, de (4.115) surge de forma natural una magnitud llamada “tensión del bit menos significativo”, V_{LSB} cuyo valor es:

$$V_{LSB} = \frac{V_{REF}}{2^n} \quad (4.116)$$

Esta tensión nos permite definir la “unidad del bit menos significativo” o “unidad LSB”, que es la más apropiada para medir la salida de un conversor D/A. Para expresar la salida de un conversor D/A en unidades LSB, basta con dividir la salida en voltios por V_{LSB} .

El amplificador operacional de fig. 4.50 puede ser interno, como en el modelo AD667 de *Analog Devices*, o externo, como en el caso de otros conversores como el modelo AD7541 de la misma compañía. En general, los conversores CMOS se diseñan para minimizar su tamaño por lo que no suele integrarse en ellos el amplificador operacional. En cambio, no es extraño encontrar el amplificador integrado en los conversores bipolares.

4.6.2 Diseño de la etapa lógica de un conversor D/A

En primer lugar, es imprescindible que en todo conversor D/A existan tantos conmutadores como entradas binarias tenga. La manera de construir los conmutadores depende de la tecnología empleada en la construcción del conversor. Fig. 4.52a-b muestran dos formas sencillas de construir conmutadores, uno en tecnología CMOS y otro en tecnología bipolar.

En el conmutador CMOS, la entrada lógica excita un par de inversores colocados en serie [AleAD]. De esta manera, se puede mejorar el valor de la entrada digital, acercándola a los niveles lógicos exactos, y se obtiene su valor negado. Las salidas de los inversores atacan a las puertas de dos transistores NMOS. Normalmente, A_1 y A_2 están conectadas a tierra, bien sea real, bien sea virtual. Por tanto, en uno de ellos $V_{GS} = 0$ y en el otro $V_{GS} = +V_{DD}$. Uno estará en zona de corte y otro en zona lineal, siendo imposible que ambos se encuentren simultáneamente en el mismo estado.

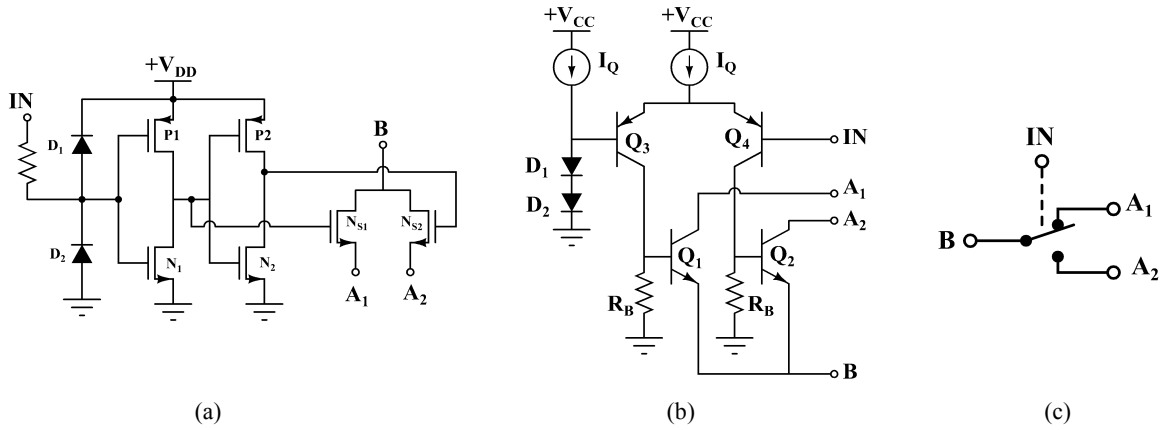


Fig. 4.52a-c: Estructuras típicas de conmutadores: Tecnología CMOS (a), tecnología bipolar (b) y equivalente (c).

El conmutador bipolar está basado en el amplificador diferencial con carga activa. Q_3 y Q_4 forman un par diferencial en el que se compara la entrada IN con la tensión de dos diodos polarizados en directa. Si es superior, la corriente I_Q fluirá a través de Q_4 , crea una diferencia de tensión en la base de Q_2 y llevará a este transistor a ZAD. Mientras, el transistor Q_1 estará en corte. Si la entrada fuese 0 V, los papeles se intercambian. Este es el tipo de conmutador que se encuentra en el conversor de 8 bits DAC0808.

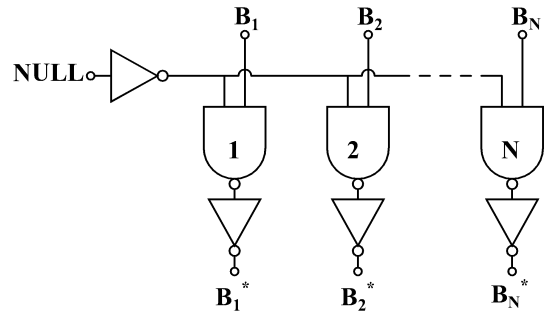


Fig. 4.53: La entrada $NULL$ de los conversores permite hacer que los bits efectivos B^* se anulen si $NULL = 1$.

La etapa lógica de un conversor D/A puede ser incluso más compleja. En algunos casos, se añaden *latches*, entradas que inhiben el funcionamiento del conversor, señales de reloj, multiplexores en el caso de que haya varios conversores en el mismo chip, etc. Fig. 4.53 muestra el ejemplo de un conversor D/A cuya salida puede hacerse nula en caso de que una entrada de control, llamada $NULL$, se hiciese 1.

4.6.3 Parámetros físicos de un conversor digital-analógico real

Supongamos que estamos estudiando un conversor D/A ideal con una *resolución* de n bits con salida en tensión. En este caso, se debe verificar que:

$$V_{OUT} = k \cdot \frac{V_{REF}}{2^n} = k \cdot V_{LSB}, \quad \forall k \in [0, 2^n - 1] \quad (4.117)$$

Es decir, las salidas son proporcionales a la entrada. Son particularmente interesantes los casos límite, en los que $k = 0$ y $k = 2^n - 1$, puesto que marcan los valores mínimo y máximo de la tensión de salida. En el conversor ideal:

$$V_{00.00} = 0 \quad (4.118)$$

$$V_{11..11} = (2^n - 1)V_{LSB} \quad (4.119)$$

En un conversor real, estas condiciones no se cumplen. Se denomina “*error de offset*” al valor de la salida del conversor en unidades LSB cuando todas las entradas son nulas [Dem96]:

$$E_{OFF} = \frac{V_{00..00}}{V_{LSB}} \quad (4.120)$$

Por otro lado, se denomina “*error de ganancia*” al valor:

$$E_{GN} = \frac{V_{11..11} - V_{00..00}}{V_{LSB}} - (2^n - 1) \quad (4.121)$$

Las expresiones (4.120) y (4.121) son nulas en un conversor digital-analógico ideal. Sin embargo, esto no es cierto en un conversor real por lo que es necesario corregir los valores de las salidas para eliminar ambos errores. Para ello, se debe recurrir a la siguiente expresión:

$$\frac{V_{OUT}^{CORR}(k)}{V_{LSB}} = \frac{V_{OUT}^{REAL}(k)}{V_{LSB}} - E_{OFF} - \frac{E_{GN}}{2^n - 1} \cdot k, \quad \forall k \in [0, 2^n - 1] \quad (4.122)$$

Podría pensarse que, una vez corregidos estos errores, la salida del conversor es la ideal, es decir, $V^{CORR}(k) = k \cdot V_{LSB}$. Sin embargo, esto no es lo que suele ocurrir en la realidad puesto que no se han tenido en cuenta las no idealidades del conversor. Para estimar la magnitud de esta no idealidad, se recurre a una serie de parámetros, que se expondrán a continuación.

Se define el conjunto de “*errores integrales de no linealidad*” a los puntos:

$$INL(k) = \frac{V_{OUT}^{CORR}(k)}{V_{LSB}} - k, \quad \forall k \in [0, 2^n - 1] \quad (4.123)$$

Se suele utilizar el acrónimo anglosajón *INL* para simbolizar este conjunto de valores. A partir de este valor, puede definirse los “*errores diferenciales de no linealidad*” como:

$$DNL(k) = INL(k+1) - INL(k), \quad \forall k \in [0, 2^n - 2] \quad (4.124)$$

En estos dos conjuntos, pueden determinarse los valores máximos en valor absoluto, que se denominan INL_{MAX} y DNL_{MAX} . Estos dos valores nos permiten estimar la linealidad de un conversor y, en definitiva, su calidad puesto que los errores de *offset* y de ganancia pueden ser corregido mediante el uso de potenciómetros externos en tanto que aquel error es imposible de eliminar. En general, si $INL_{MAX} < 0.5$ LSB (o, de forma equivalente, $DNL_{MAX} < 1$ LSB), el conversor es monotónico, es decir, *si $m > n \rightarrow OUT(m) > OUT(n)$* .

Relacionados con INL_{MAX} , se encuentran el *número relativo de bits*, N_{REL} . Este valor indica la resolución de un conversor cuyo valor V_{LSB} fuese igual a INL_{MAX} , es decir:

$$\frac{V_{REF}}{2^{N_{REL}}} = INL_{MAX} \rightarrow N_{REL} = n - \log_2(INL_{MAX}) \quad (4.125)$$

A diferencia de los errores de *offset* y de ganancia, este parámetro no puede ser corregido ni mediante material externo, como potenciómetros, ni mediante el uso de *software* apropiado.

Asimismo, si se produce un cambio en la entrada, la salida no alcanza el nuevo estado hasta que no ha transcurrido una determinada cantidad de tiempo, llamado *de asentamiento*.

En general, los errores de ganancia y los de no linealidad están relacionados con los valores exactos de las resistencias o transistores de la red del conversor. Por ejemplo, de (4.114) se deduce inmediatamente que, si R_{FB} es ligeramente diferente de R , $V_{11..11} \neq (2^n - 1) \cdot V_{LSB}$, aparece un error de ganancia no nulo. Los errores de no linealidad surgen cuando las relaciones entre las resistencias internas no son las previstas teóricamente [Mij96]. Fig. 4.54 muestra un estudio de peor caso sobre una red R/2R de 12 bits, en la que los valores de las resistencias pueden estar situados en cualquier punto del intervalo $R \cdot (1 + TOL/100)$, siendo TOL la tolerancia de las resistencias. Puede apreciarse que, a medida que aumenta la tolerancia de las resistencias, el número relativo de bits y, por tanto, la linealidad disminuye. En esta red, se puede deducir que el

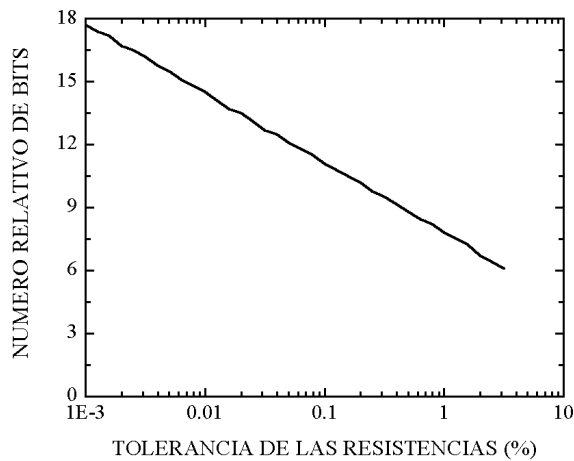


Fig. 4.54 : Linealidad de un conversor de 12 bits de resolución en función de la tolerancia de las resistencias tras realizar un análisis de peor caso con 10000 candidatos.

conversor es monótonico sólo si la tolerancia es inferior a 0.05%. Otra causa de la aparición de las no idealidades es la presencia de corrientes de fuga en la red de resistencias, bien a través de los conmutadores, bien hacia el sustrato en uniones PN inversamente polarizadas: Unión drenador-sustrato en transistores NMOS, resistencias de difusión, etc [Mau00].

El error de *offset* del conversor es provocado por dos fenómenos simultáneos: En primer lugar, las corrientes de fuga en los conmutadores, como los mostrados en fig. 4.51-4.52 y, por supuesto, la tensión de *offset*

del amplificador operacional, que se suma directamente a la salida de éste.

El tiempo de asentamiento está causado principalmente por el valor de *slew rate* del amplificador operacional [Max00b]. Por otro lado, hay que considerar el consumo de corriente del conversor. En general, la corriente consumida por las redes de resistencias escaladas o en escalera R/2R (fig. 4.49) es, salvo pequeños errores asociados a la tolerancia de las resistencias, V_{REF}/R , siendo R la resistencia unidad. En el conversor basado en espejos de corrientes como el de fig. 4.50, es, aproximadamente, $2 \cdot V_{REF}/R_0$. A este valor habría que sumar el consumo del amplificador operacional, si éste fuera interno, y el de la etapa lógica, que es nula en los conversores CMOS.

CAPITULO 5

DESCRIPCIÓN DEL MONTAJE EXPERIMENTAL: FUENTE DE NEUTRONES Y SISTEMA DE MEDIDA

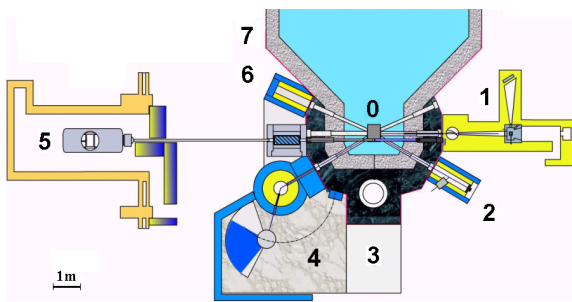
La gran mayoría de los dispositivos examinados bajo radiación de neutrones fueron probados en una fuente especialmente dedicada a estos experimentos construida en el Reactor Portugués de Investigación, sito en el interior del Instituto Tecnológico e Nuclear (Sacavém, Portugal). Antes de su construcción, las muestras se introdujeron directamente en la piscina del reactor y, en las pruebas de radiación ionizante, se utilizó una fuente convencional de ^{60}Co en el mismo centro de investigación.

En la medida de lo posible, se intentó caracterizar de forma continuada los dispositivos en prueba durante la irradiación. Para poder realizarlo, se diseñó un sistema automático de caracterización de los componentes y que fuera lo suficientemente flexible como para poder examinar otras familias de componentes en experiencias posteriores realizando mínimas modificaciones del sistema. Generalmente, las irradiaciones podían requerir una semana o diez días. Durante todo este periodo de tiempo, el sistema caracterizaba los componentes cada diez o quince minutos.

Por motivos técnicos, algunos parámetros no pudieron ser medidos por el sistema y sólo se pudieron caracterizar una vez que los isótopos radiactivos creados en el componente hubiesen desaparecido y pudieran ser manejados sin peligro.

Las experiencias se llevaron a cabo siguiendo las directrices marcadas por el CERN [Atl00]. De acuerdo con este criterio, una prueba de daño por desplazamiento debe cumplir los siguientes requisitos:

- a) La fuente de neutrones debe estar calibrada y siempre se debe alcanzar la radiación calculada en el lugar donde se va a usar el componente. La dosis de neutrones debe ser determinada con detectores especiales para neutrones rápidos, como ^{32}Sr , ^{54}Fe y ^{58}Ni .



(a)



(b)

Fig. 5.1a-b: Planta horizontal del RPI (a). Se han numerado los siguientes lugares: 0, núcleo de ^{238}U ; 1, Espectómetro de tiempo de vuelo; 2, Haz de neutrones epitérmicos; 3, Haz de neutrones térmicos; 4, espectómetro de doble eje; 5, espectómetro de dispersión de neutrones en ángulos pequeños; 6, haz de neutrones rápidos; 7, lugar más próximo donde se podía colocar el sistema de medida de acuerdo con las normas de seguridad del reactor. (b) muestra una imagen de la fuente de extracción de neutrones nº 6.

- b) Tras anotar los números de serie de los componentes y los lotes de fabricación a los que pertenecen, los dispositivos serán caracterizados de forma detallada a temperatura ambiente antes de la irradiación. Estas medidas previas deben ser repetidas tras la desactivación de los isótopos radiactivos peligrosos. Algunos componentes deben ser reservados como referencia para posteriores comparaciones.
- c) Si el test es *on-line*, el dispositivo debe estar polarizado apropiadamente. En caso de que sólo interesen las medidas a posteriori, los contactos del componente deben estar cortocircuitados. No se permiten entradas al aire.
- d) Se recomienda investigar si el fallo del componente ha sido causado por NIEL o por otros fenómenos como la radiación gamma residual, SEE, etc.
- e) Antes de proponer un componente, deben haber sido examinadas al menos 11 muestras sin que se observe ningún fallo.

5.1 Descripción de la fuente de neutrones

5.1.1 Arquitectura del reactor y del haz de neutrones rápidos

Construido en 1961, el Reactor Portugués de Investigación (RPI) es un reactor de piscina con núcleo abierto que trabaja a una potencia de 1 MW. Su estructura se muestra en fig. 5.1a, estando el haz de neutrones rápidos en el punto 6.

Fig. 5.1b muestra la cavidad del haz de neutrones rápidos. Ésta tiene una longitud de 1 m y un diámetro de 153 mm, y se encuentra dentro de la pared del reactor. En su exterior, se encuentra un recinto algo más amplio rodeado de material protector encargado de frenar el haz y la radiación gamma residual.

Por motivos técnicos, el reactor sólo podía funcionar durante 12-14 h diarias debido a que se debían hacer paradas durante la noche. Por esta causa, se decidió que las irradiaciones se realizaran en cinco sesiones a lo largo de una semana laboral. De esta forma, los circuitos serían

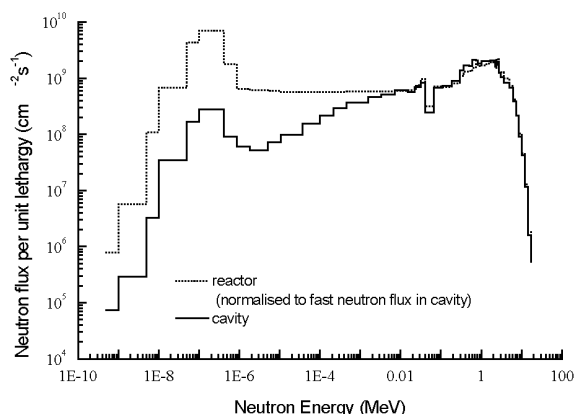


Fig. 5.2: Espectro de energía del haz de neutrones rápidos, comparado con el espectro original del reactor (Datos procedente de una comunicación interna desde el RPI).

irradiados de lunes a viernes y las irradiaciones durarían 60 h por término medio. Ateniéndose a estas condiciones, se diseñó el haz de neutrones de tal manera que el flujo total de neutrones alcanzase $5 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ en el centro de la cavidad al transcurrir el anterior periodo de tiempo.

El flujo de neutrones mencionado en el párrafo anterior es el que se prevé que reciban los componentes utilizados en el sistema de criogenia del LHC tras 10 años de actividad. Asimismo, se espera una radiación ionizante del orden de 1 kGy (air). Por estos motivos, se decidió colocar entre

la cavidad y el núcleo del reactor una plancha de aluminio para incrementar la fracción de neutrones rápidos provenientes del núcleo de uranio. A continuación, una lámina de boro de 7 mm frenaba los neutrones térmicos, cuya energía es del orden del keV. El espectro final de energía de los neutrones se muestra en fig. 5.2. Finalmente una barrera de 4 cm de plomo reducía la radiación gamma residual hasta los niveles mencionados anteriormente [Fer01, Mar04].

La radiación gamma residual se producía por medio de tres mecanismos: Radiación proveniente del núcleo, radiación proveniente de interacciones neutrón-componentes y desactivación de isótopos radiactivos de las muestras. Las dos primeras componentes son las más importantes por lo que la radiación ionizante desaparecía una vez que el reactor se apagaba y se alejaba el núcleo de ^{238}U de la cavidad.

Un sistema de refrigeración favorecía la circulación del aire en el interior de la cavidad. De esta forma, se evitaba el sobrecalentamiento de las muestras, provocado por su permanente actividad eléctrica, por la radiación recibida y por el calor generado por el reactor. La temperatura nunca rebasó el valor de 40 °C.

5.1.2 Medida de parámetros físicos durante la irradiación

Dentro de este conjunto, se encuentran el flujo de neutrones, la radiación gamma residual y la temperatura. El flujo total de neutrones se medía con láminas de ^{58}Ni adosadas a cada placa y a los extremos del soporte donde éstas se colocaban. La incertidumbre en las medidas de flujo de radiación es menor del 3%. Fig. 5.3 muestra los resultados obtenidos en una radiación con doce placas de prueba. Para corroborar las anteriores medidas, se colocaron en todas las irradiaciones cuatro fotodiodos BPW34 en diversas placas de prueba. Estos fotodiodos se caracterizan por que la caída de tensión medida al ser atravesado por una corriente constante es proporcional a la dosis de neutrones. La causa está en el crecimiento de la resistencia parásita. En fig. 5.4, aparecen los resultados obtenidos al irradiar varios fotodiodos, en función de la dosis total de neutrones, siendo la corriente que los atraviesa 1 mA. La evolución de estos diodos depende de la velocidad de irradiación, puesto que se produce una competición entre la creación de defectos y el recocido

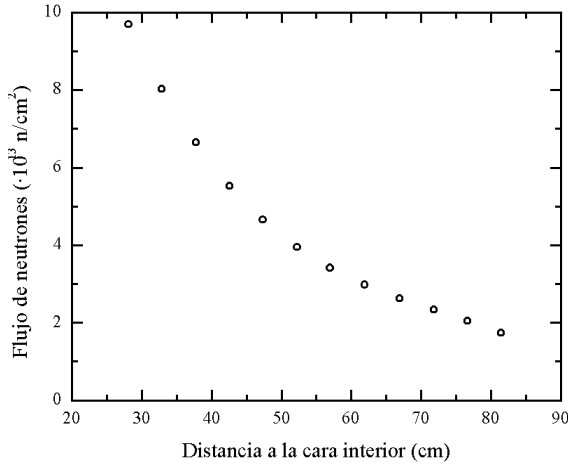


Fig. 5.3: Perfil del flujo de neutrones medido con detectores de Ni en una irradiación con 12 placas.

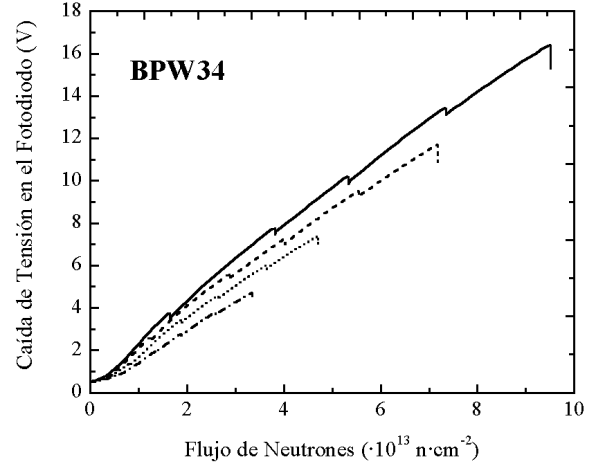


Fig. 5.4: Evolución de la tensión de caída del fotodiodo BPW34 durante una irradiación. Los picos corresponden a recocidos durante las paradas del reactor.

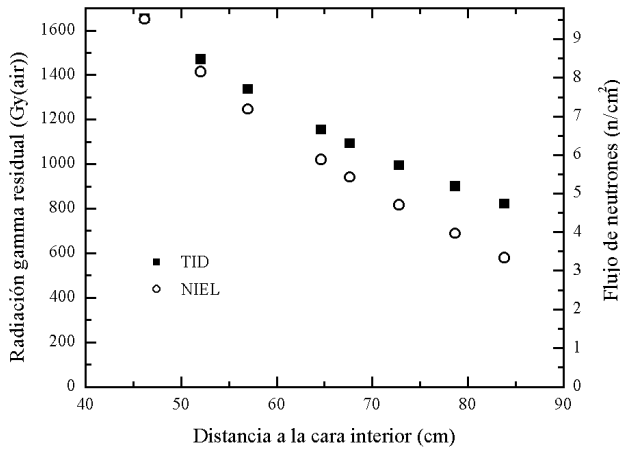


Fig. 5.5: Comparación entre el perfil de neutrones y de radiación gamma residual en una irradiación con ocho placas de prueba.

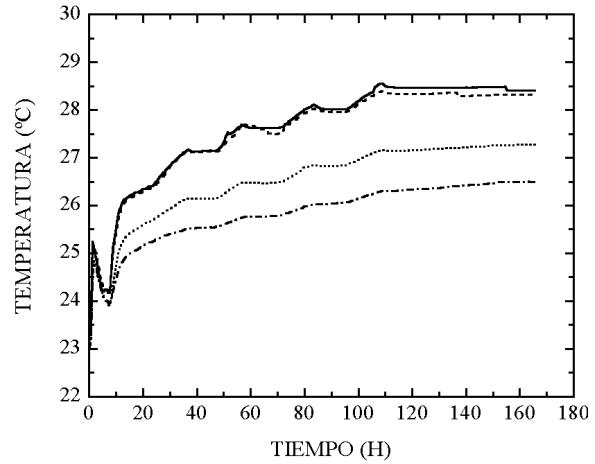


Fig. 5.6: Evolución de la temperatura durante una irradiación. Fue medida con cuatro sensores Pt-100 distribuidas a lo largo de las placas.

térmico. Por esta causa, el daño parece ser mayor en los diodos más irradiados. Sin embargo, los datos son suficientemente fiables para confirmar las cifras arrojadas por los detectores de níquel.

La medida de la radiación gamma residual se llevaba a cabo por medio de una cámara de ionización de Mg con Ar, calibrada para una fuente de ^{60}Co , y probada en reactores con energías entre 50 kW a 1MW. Esta cámara se colocaba en el centro del soporte de las placas y se conectaba a un conversor de corriente a tensión externo. Esta tensión se registraba en el sistema de medida y, por medio de las proporciones $0.114 \text{ Gy(air)/h} \rightarrow 1 \text{ nA} \rightarrow 0.1 \text{ V}$, se podía obtener la velocidad de irradiación. A continuación, una sencilla integración en el tiempo permitía determinar la dosis total de radiación ionizante recibida en el punto medio de la cavidad. Para determinar la dosis exacta recibida por cada placa de prueba con componentes, se realizaron simulaciones de la cavidad mediante técnicas de Monte Carlo [Fer01] que concluyeron que la función que relaciona la dosis de radiación gamma residual con la distancia a la cara interior de la cavidad es:

$$\Gamma = -5.909 \cdot 10^{-5} \cdot x^3 + 1.76 \cdot 10^{-2} \cdot x^2 - 2.025 \cdot x + 102.8 \quad (5.1)$$

Siendo Γ un factor proporcional a la dosis gamma residual y x la distancia en cm. Este perfil fue corroborado de forma experimental por el equipo del RPI. Recordando que la cámara estaba a x_C cm de la cara interior, se puede normalizar la ecuación anterior para obtener la dosis gamma total en cada una de las placas. Por otra parte, es necesario resaltar el hecho de que el perfil de radiación gamma no coincide con el de neutrones (fig. 5.5). En general, el valor de la radiación gamma varía menos de un extremo a otro de la cavidad de irradiación.

La medida de la temperatura se llevaba a cabo por medio de cuatro sensores PT-100, pegados a las placas de prueba de los circuitos y distribuidos simétricamente a lo largo del carril de montaje. Estos componentes son resistencias de platino, insensibles a la radiación, cuyo valor a 0 °C es 100 Ω y con un coeficiente térmico de 0.38 $\Omega/^{\circ}\text{C}$. Estas resistencias eran medidas a cuatro hilos por el sistema electrónico y almacenados con el resto de datos. Fig. 5.6 muestra la evolución típica de la temperatura de la cavidad durante la irradiación.

5.1.3 Otras fuentes utilizadas en el experimento

Antes de construirse la fuente especial de neutrones rápidos, se realizaron experiencias en el interior de la piscina. En este caso, las muestras debían ser introducidas en un cilindro sellado para evitar la entrada de agua y descolgada desde una plataforma situada sobre la superficie desde la piscina hasta situarse en las proximidades del núcleo. Este sistema tenía dos inconvenientes: Por un lado, era imposible controlar la dosis ionizante recibida por los componentes, que alcanzaba un valor cercano a 20 kGy (air). Por otra parte, la manguera de cables tenía que ir desde las muestras hasta la superficie de la piscina, rodear el borde y llegar hasta el sistema de medida. La longitud total de las mangueras del cable sobrepasaba con creces los 20 m de longitud, afectando esto a la calidad de las medidas realizadas.

En una ocasión, se necesitó realizar una irradiación con rayos gamma para distinguir entre los daños producidos por NIEL y aquellos producidos por TID. En este caso, se utilizó una fuente de ^{60}Co . Esta fuente adolecía del mismo problema que el núcleo del reactor: era necesario el uso de decenas de metros de cable para conectar los circuitos y el sistema de medida en línea.

5.2 Estructura del sistema de toma de datos

El sistema de toma de datos que se diseñó debía tener las siguientes propiedades: Por un lado, debía ser *immune a la radiación*. Por ello, todo el material sensible tenía que ser salvaguardado y, en las placas de prueba, sólo podrían utilizarse componentes adicionales que fuesen resistente a la radiactividad.

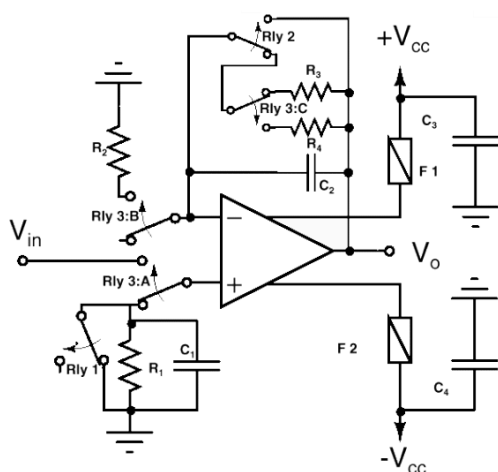
El sistema debía ser *flexible*: De este modo, debía ser posible caracterizar un componente en una campaña de irradiación y, en la siguiente, realizar pruebas sobre otro totalmente distinto realizando el menor número de modificaciones. También debe ser *automático y estable*, pues debía estar funcionando sin interrupción durante más de una semana. Finalmente, debía ser bastante *completo* y ser capaz de medir el mayor número posible de parámetros. Se tuvo que

descartar la medida de algunas propiedades, bien por que era imposible adaptar el aparato necesario al sistema de medida (p.e., las medidas que necesitaran osciloscopio), bien por que era imposible medir con precisión ese parámetro a través de varios metros de cable (P.e., la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales).

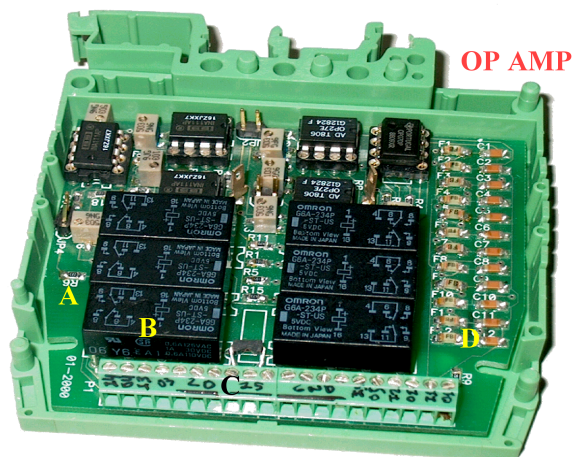
Finalmente, el sistema debería ser fácilmente *transportable* y *reproducible*. Todos los componentes del sistema utilizado en la experiencia se encontraban duplicados en el laboratorio de pruebas de Madrid y en el RPI. Por tanto, sólo se debían transportar de un sitio a otro las muestras y el programa específico de cada experimento. Una vez en el reactor, se debería montar sin demasiado esfuerzo un calco del sistema de medida que había sido construido en Madrid.

5.2.1 Placas de prueba

Normalmente, las características de un dispositivo requieren de circuitos especiales, como los que se encuentran en [Tob71, Sta67 e Int96], en los que se muestran los circuitos de caracterización de un amplificador operacional. De acuerdo con estos textos, la tensión de *offset* de entrada de un amplificador operacional se debe medir con una red no inversora de ganancia muy alta cuya entrada está unida a tierra. En este caso, la salida del amplificador operacional es un múltiplo de la tensión de *offset* de la entrada. Para medir otros parámetros, como las corrientes de polarización de la entrada, es necesario cambiar la topología del circuito y polarizarlo como seguidores de tensión realimentados con resistencias de gran valor. Para cambiar la topología de forma automática, se recurrió al uso de conmutadores, tal y como se muestra en fig. 5.7a: Según la orden transmitida desde el sistema de medida a los conmutadores, el circuito adopta una configuración u otra. Fig. 5.7b muestra la realización práctica de la placa de prueba en el interior de la caja donde van a ser irradiadas.

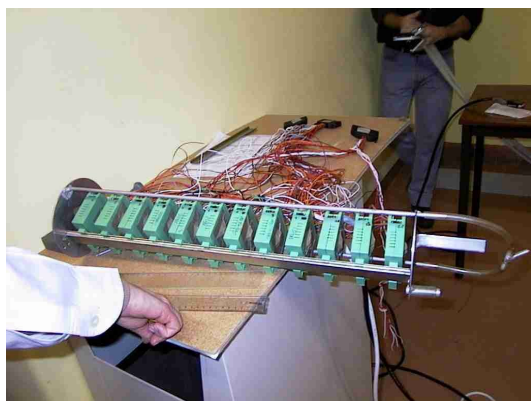


(a)

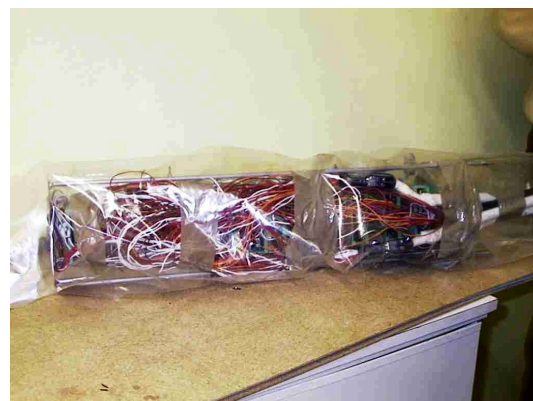


(b)

Fig. 5.7 a-b: En la primera imagen, se muestra un circuito para tomar varios parámetros de un amplificador operacional. La segunda figura muestra su realización práctica. Hay seis amplificadores operacionales, resistencias (A), relés (B), conector (C) y condensadores y fusibles (D).



(a)



(b)

Fig. 5.8 a-b: Las placas han sido colocadas en el carril de sujeción (a) y se han colocado los dosímetros en la parte externa. A continuación, todos el material se empaqueta, y se adosa la cámara de ionización (b). La bolsa de plástico es temporal pues se utiliza para comprobar el buen funcionamiento de la ventilación.

Una restricción del diseño es que todos los componentes accesorios del circuito deben ser inmunes a radiación. Por esta causa, las resistencias de la red de realimentación deben ser metálicas, aunque en algunos casos se utilizasen otras resistencias como, p. e., resistencias de carbono de 10 W, necesarias para examinar componentes de potencia. Por otra parte, no hay ningún problema al utilizar fusibles metálicos y condensadores, tal y como se mostró en el tercer capítulo.

Un problema más serio afecta a la elección de los conmutadores. En otras circunstancias, se hubiese optado por el uso de *switches* analógicos [Hor90, p. 143] pero, normalmente, están contruidos en tecnología CMOS y, en consecuencia, son muy sensibles a la radiación ionizante. Por esto, se tuvo que recurrir al uso de relés magnéticos, completamente inmunes a cualquier tipo de radiación. Sin embargo, estos componentes acarrear una serie de problemas al ser utilizados que deben ser resueltos antes de llevar a cabo la experiencia. Por un lado, un relé tienen un

tamaño mucho mayor que un *switch* al tener voluminosas bobinas metálicas en su interior. P.e., un simple relé individual, que es el más pequeño que se puede encontrar, tiene una superficie de 2 cm² y suelen utilizarse varios dispositivos de esta especie en cada placa. Las placas son relativamente pequeñas (7 x 6 cm²) ya que hay que reservar una parte del espacio de la cavidad para introducir la madeja de cables, la cámara de ionización, etc. En definitiva, los relés ocupan una gran parte del espacio útil de la placa.

Por otra parte, su consumo es elevado: Cuando se activan, requieren una tensión de 5 V y 40 mA de alimentación. En el caso de que hubiese varios relés en una placa y que funcionasen de forma simultánea, las caídas de tensión en las pistas de tierra podrían falsear las medidas, que en algunos casos debían ser del orden de mV. Por este motivo, se decidió que el sistema de activación de relés fuese totalmente independiente del sistema de medida. En toda placa que se construyó, debía haber al menos dos tierras: La tierra de los circuitos y la de los relés.

Otro inconveniente del uso de relés es el rebote del contacto al producirse la conmutación. Cuando se activa un relé, el campo magnético de una bobina desplaza una parte metálica móvil, seleccionando de esta manera la salida activa del conmutador. Como en todo componente mecánico, pueden producirse rebotes antes de que el conmutador termine de estabilizarse. Por tanto, es estrictamente necesario que el sistema de medida espere un tiempo prudencial después de realizar una conmutación antes de realizar el siguiente paso. En la práctica, 0.3 s solía ser más que suficiente.

Fig. 5.7b muestra la realización práctica de una placa capaz de medir la ganancia en lazo cerrado, la tensión de *offset* y las corrientes de polarización de la entrada de diversos amplificadores operacionales. Pueden verse en ella todos los componentes que fueron mencionados anteriormente. Por otra parte, hay que reseñar que todos los dispositivos bajo test se montaban en zócalos para evitar calentamiento durante soldaduras o desoldaduras. En caso de que no pudieran utilizarse zócalos, como ocurría en los amplificadores de potencia, se diseñaron las placas de tal manera que todas los contactos del dispositivo tuviera una conexión con el exterior. Llegado el caso, el componente podría ser desconectado de la red de realimentación por un juego de *jumpers* y ser examinado de forma normal. De esta manera, se evitaba el problema de la desoldadura.

Los conectores externos permitían unir las placas con el resto del sistema de medida. Una vez que se habían realizado todas estas conexiones, el conjunto de cajas con placas se montaba en el carril de test (fig. 5.8a), se colocaba en cada una de ellas un dosímetro de ⁵⁸Ni, se anotaba la distancia de cada caja al núcleo y se empaquetaba todo el material para introducirlo en la fuente de neutrones (fig. 5.8b).

5.2.2 Mangueras de cable

Las mangueras de cable utilizadas en esta experiencia tenían 4 m de longitud para garantizar la seguridad tanto del sistema de medida como de los miembros del equipo de experimentación. Cada una de las mangueras constaba de 37 cables de baja resistencia con mallas

para apantallar el ruido eléctrico. El cable nº 37 estaba conectado siempre a esta malla de protección. Este cable se debía conectar siempre con alguna de las tierras del circuito.

En el extremo correspondiente al sistema de medida, las mangueras se abrían en un abanico de cables que se conectaban a las tarjetas del sistema de medida. En cambio, en el otro extremo las mangueras terminaban en un conector Sub-D37 hembra, que es similar al conector del puerto paralelo de un ordenador. Este conector se unía a su correspondiente macho, del que partían los 37 cables de 70 cm. De esta manera, las muestras se podían desconectar del sistema de medida sin tener que desatornillar todos los cables y volverlo a hacer en el RPI. Fig. 5.8a muestra los conectores de las placas antes de ser unidos a la manguera. Evidentemente, los conectores debían ser etiquetados para evitar confusión y afirmados con bridas de plástico para evitar la desconexión fortuita durante la introducción de las muestras en el reactor.

Finalmente, tres cables de 6 mm de sección llevaban las salidas de las fuentes de alimentación hasta los circuitos de medida. Se prefirió utilizar un trío extraordinario de cables en lugar de las mangueras puesto que debía circular por ellos una corriente era del orden de 0.5-1.0 A de forma continuada.

Hay que dedicarle algunas palabras a los bucles de tierra. Un bucle de tierra aparece cuando cables unidos al nodo de tierra se unen en dos o más puntos alejados haciendo aparecer un lazo. Si el cable es muy largo y las corrientes elevadas, la diferencia de tensión entre los dos extremos puede llegar a ser de varios milivoltios, afectando a los valores medidos en el voltímetro. A la hora de montar el circuito, el experimentador puede sufrir una distracción y unir dos puntos de tierra tanto en los circuitos como en el otro lado de la manguera. Por ejemplo, se verá posteriormente que las mallas de las mangueras 1, 2 y 4 (cables 37) deben unirse al nudo de tierra del circuito. Asimismo, también debe conectarse la tierra de la alimentación a este nodo. Un error típico es unir la tierra del voltímetro y la de la fuente de alimentación tanto en el sistema de medida exterior como en las placas de prueba. La circulación de corriente eléctrica a través de este bucle provoca diferencias de tensión que falsean las medidas que se toman, que suelen ser del orden del milivoltio.

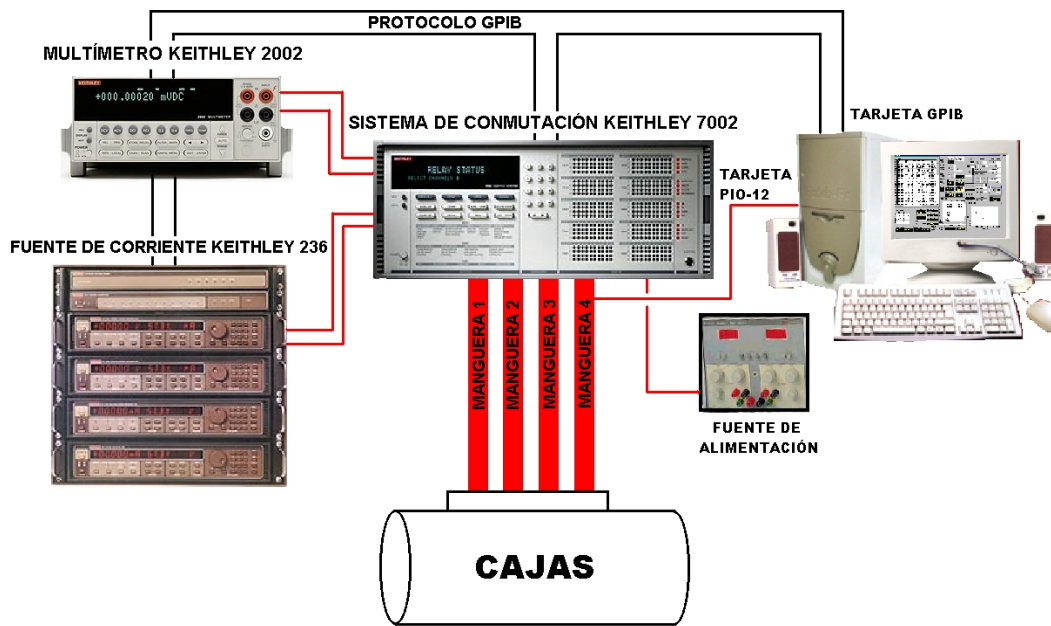


Fig. 5.9: Arquitectura del sistema de medida

Por este motivo, se decidió no hacer ninguna conexión en el exterior de la cavidad sino enlazar todos los puntos de tierra en un único conector. Éste estaba situado dentro de la cavidad, independiente de todas las placas, y que se unía con cada una de ellas mediante un cable que no superaba nunca los 40 cm. Esta decisión permitió obtener una serie de medidas muy precisas. La técnica del conector externo tiene una ventaja añadida: Es flexible, resistente a tracción y es improbable que se produzca una desconexión accidental durante la colocación de las placas en el carril. Para aprovechar esta propiedad, se decidió extender esta técnica a otros nudos importantes del sistema: Alimentaciones, tierra de relés, entrada, etc. A diferencia de este procedimiento, en las primeras irradiaciones se había preferido llevar la alimentación a una placa, conectar este punto con el equivalente de la placa anterior y así sucesivamente.

5.2.3 Sistema de medida y almacenamiento de datos

La arquitectura del sistema de medida se muestra en fig. 5.9. En ella, se halla un ordenador personal en el que se encuentra en ejecución un programa diseñado en TESTPOINT y que controla el resto de componentes del sistema. Estos componentes son los siguientes:

- a) Sistema de conmutación Keithley 7002: Es un conmutador matricial que consta de 10 bancos de 40 posiciones cada uno aunque, en la práctica, sólo se utilizan 4 bancos. En los tres primeros bancos, se colocaron tarjetas 7011-100, que están subdivididas en cuatro conjuntos menores de 10 posiciones cada uno. Cada conjunto menor tiene un par de entradas privilegiadas que llamaremos “*puntos comunes alto (H) y bajo(L) del conjunto*”. Hay un punto maestro por cada banco menor aunque es posible unir estos cuatro puntos entre sí por medio de *jumpers*.

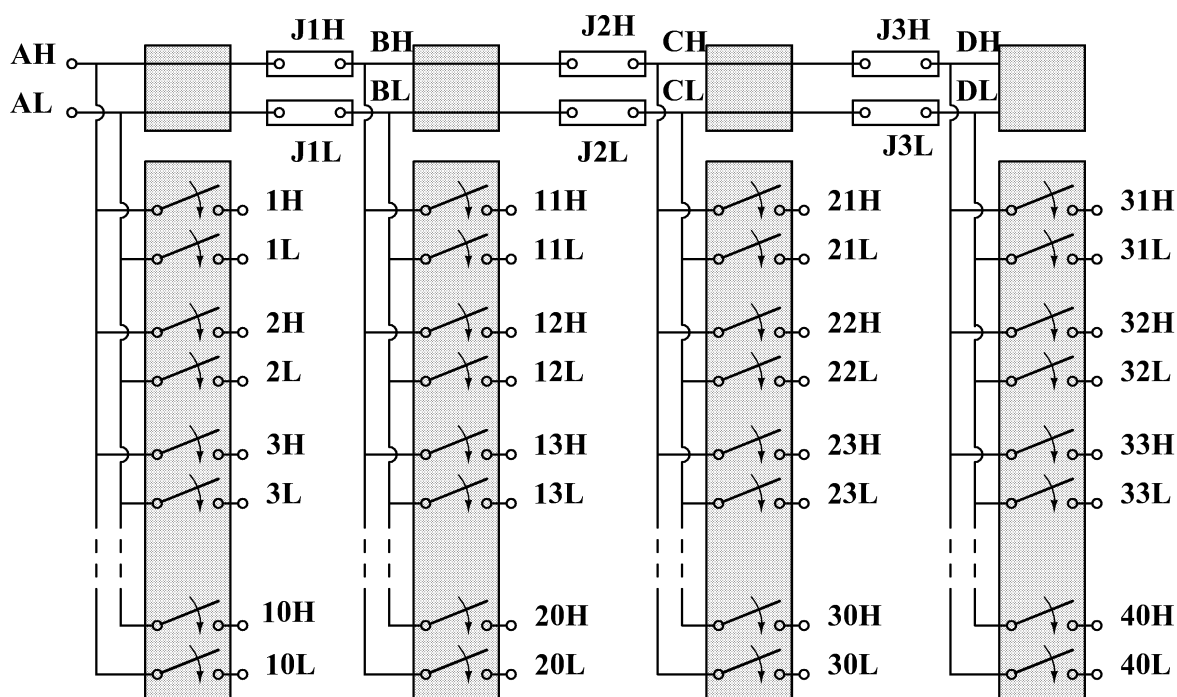


Fig. 5.10: Estructura interna de las tarjetas 7011-100. A instancias del programa de control, los relés asociados a la posición n se cierran uniendo los puntos nH y nL con el punto principal del banco (AH, AL, BH, ...). Los *jumpers* JH1, JL1, etc. permiten interconectar los puntos comunes entre sí. En cambio, estos se aislarían si fueran retirados.

Asociada a cada posición, existen un punto HIGH y otro LOW. Al activarse el conmutador asociado a cada posición, se unen esos dos terminales con los dos equivalentes del punto común. Fig. 5.10 muestra un esquema de la estructura interna de esta tarjeta, en el que se pueden apreciar los conmutadores que unen las entradas de los subbancos con el punto común correspondiente. Asimismo, se pueden apreciar los *jumpers* que permiten unir en serie puntos comunes.

Los dos primeros bancos se utilizaban para medir tensiones. Para ello, se conectaban los punto AH y AL de la primera tarjeta a un multímetro K2002, que se describirá a continuación. Los *jumpers* de la placa permiten conectar los cuatro puntos comunes al primer punto. Obviamente, si uno es retirado, se desconectan todos los puntos que vienen a continuación.

Por otra parte, las tarjetas tiene 8 *jumpers* adicionales llamados “*de BACKPLANE*”. Cada uno de ellos está asociado a los cuatro pares H y L de los puntos comunes. La función de estos conectores es enlazar las distintas tarjetas a través del sistema matricial. Por ejemplo, si el *jumper* relacionado con el nudo HIGH del punto común 2 (2H) estuviera conectado, se conectaría este punto con el de la placa siguiente. Como en el caso de los otros *jumpers*, la unión se produce en serie por lo que la eliminación de alguno de ellos aísla un elemento de los posteriores. Fig. 5.11 esquematiza las conexiones que se pueden establecer entre placas mediante este método. A la hora de diseñar un experimento, debía estudiarse

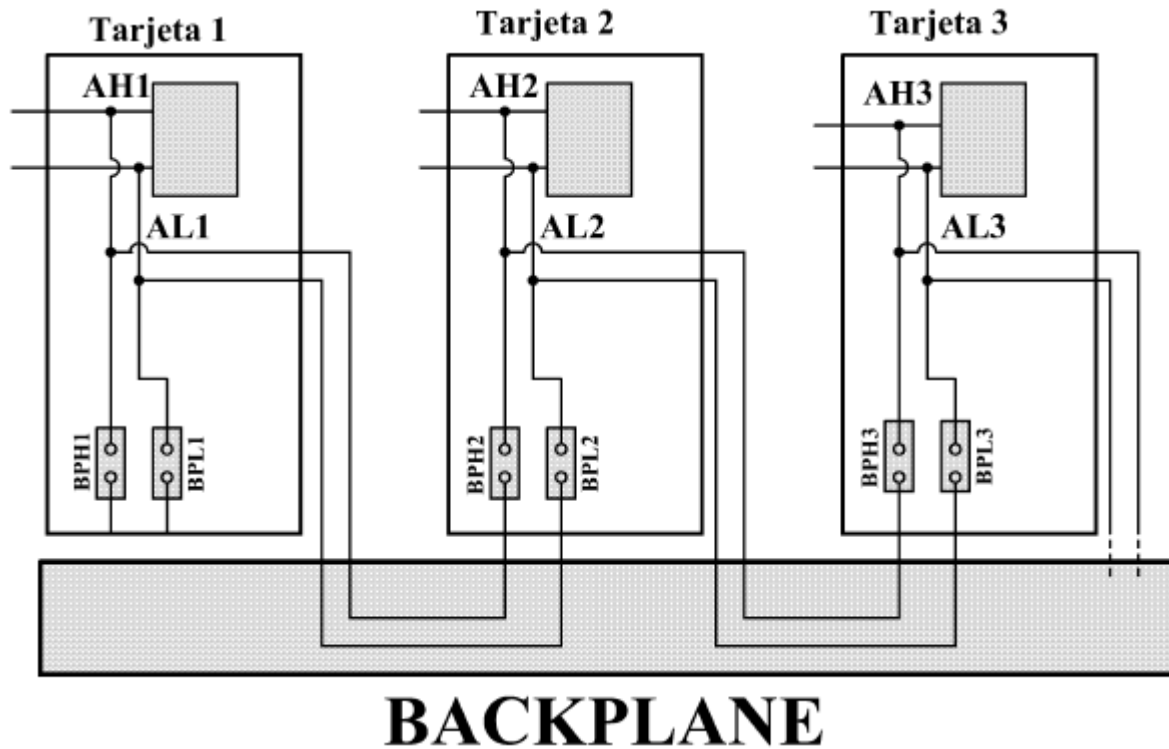


Fig. 5.11: Funcionamiento del *Backplane*. Los jumpers BPH1 y BPL1 unen a través del sistema matricial los puntos comunes AH1 y AL1 de la primera tarjeta con AH2 y AL2, en la segunda. La misma función tendrían el resto de jumpers. En caso de ser retirados, todas las tarjetas se aislarían. Se ha supuesto que cada tarjeta tiene 1 par de puntos comunes en lugar de 4 para simplificar el dibujo.

cuidadosamente la posición de todos los *jumpers* para evitar cortocircuitos problemáticos y bucles de tierra.

La tercera tarjeta se destinaba a las alimentaciones de los relés. Por esta causa, los puntos AH y AL de esta tarjeta se conectaban a una fuente de 5 V y a su tierra. Evidentemente, los *jumpers* de BACKPLANE de la segunda placa debían ser eliminados para evitar cortocircuitos.

La última tarjeta era diferente de las anteriores. Pertenecía al modelo 7012-160 y permitía conectar los cuatro terminales de una fuente Keithley 236 con otras cinco grupos de cuatro puntos (fig. 5.12). Esto hacía que la placa sólo requiriera 21 cables de la manguera (hay que recordar que el 37 corresponde a la malla). El primero de estos cinco grupos se utilizaba para transportar una señal de entrada al circuito (p.e. V_{in} en fig. 5.7a) y los otro cuatro para polarizar los fotodiodos sensibles a radiación. Los 16 cables adicionales podían ser utilizados para otros fines, como, p.e., llevar un bus de 12 entradas digitales hasta los circuitos, alimentaciones adicionales distintas de ± 15 V, etc.

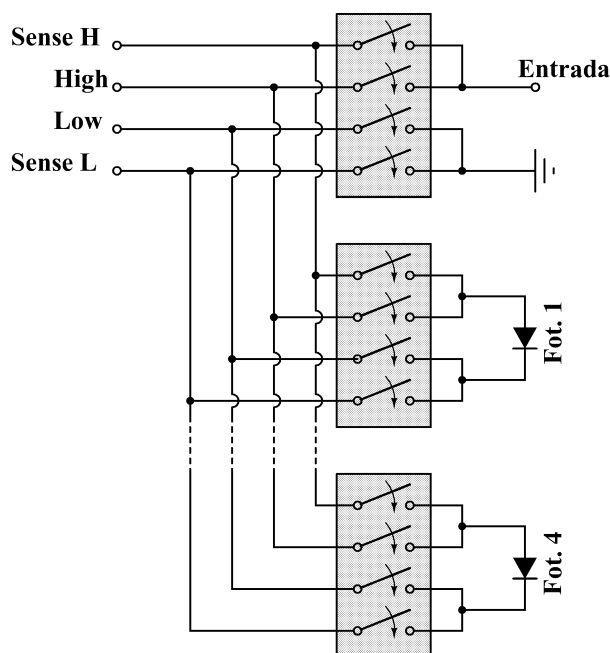


Fig. 5.12: Estructura interna de las tarjeta matricial 7012-160. Cuatro entradas comunes (High, Low, etc) provienen de la fuente de tensión. Cuando es necesario, pueden cerrarse algunos de los bancos para llevar esta señal donde se requiere.

b) Multímetro Keithley 2002: Éste es un instrumento de precisión que se conecta al sistema matricial y que permite medir tensiones e intensidades en continua y alterna con una precisión de $8\frac{1}{2}$ y cuya velocidad depende de la precisión. Asimismo, permite medir frecuencias y periodos así como resistencias por el método de dos o cuatro hilos. Éste es el método utilizado para determinar la resistencia de la Pt-100 y obtener la temperatura del interior de la cavidad. En cualquier caso, es imprescindible configurarlo adecuadamente a través del programa ejecutado en el ordenador.

c) Fuentes de alimentación estabilizadas: Estas fuentes son las encargadas de alimentar los circuitos bajo prueba y, habitualmente, se seleccionaban valores de ± 15 V. En la mayor parte de los casos, sólo se utilizaba una fuente aunque en algunos momentos se tuvo que recurrir a dos por diversos motivos (Aislamiento de circuitos entre sí, aumento de la corriente de alimentación, uso de otros valores de tensión como 5 ó 10 V, etc.). Asimismo, una fuente independiente de 0-5 V se utilizaba para conmutar los relés.

d) Fuente de corriente/tensión Keithley 236: Esta fuente programable puede funcionar como fuente de tensión o fuente de corriente, midiendo corriente y tensión de salida en cada caso. Las salidas de la fuente son OUT HIGH y OUT LOW, aunque existe otro par de terminales adicionales, SENSE HIGH y SENSE LOW, para medir la tensión o la corriente. La fuente tiene una guarda que debe conectarse a la tierra del circuito y que polariza la malla del cable coaxial que protege las salidas.

Como en el caso del multímetro, el ordenador determinaba si la fuente era de tensión o de corriente. En cualquier caso, siempre era posible reconfigurar la fuente cuantas veces fueran necesarias si el programa lo requería.

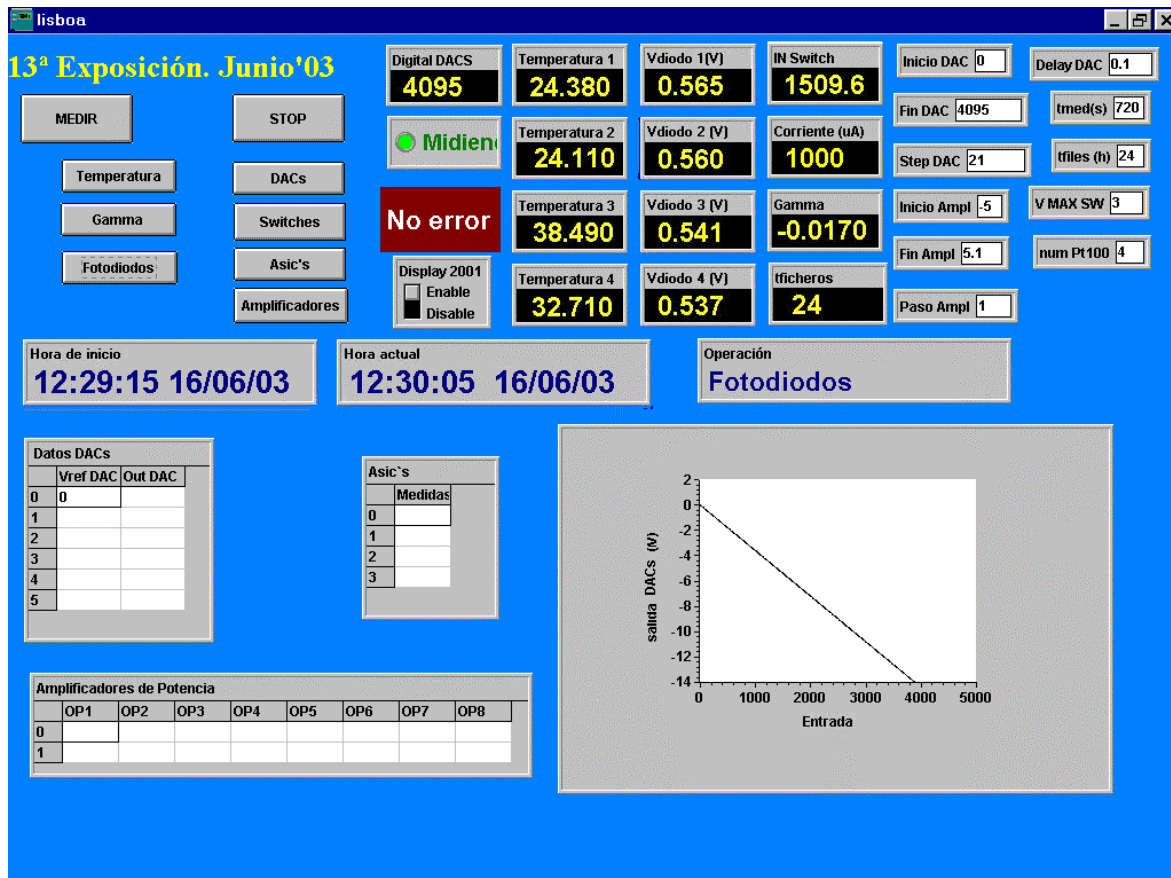


Fig. 5.13: Interfaz del programa de control durante el proceso de medida en línea. Esta experiencia se dedicó a caracterizar DACs, amplificadores operacionales de potencia, *switches* analógicos y diversos *ASICs*.

Esta fuente tenía dos funciones principales: Por un lado, se configuraba como fuente de corriente y se polarizaban los fotodiodos para medir a continuación la caída de tensión en ellos. En otros casos, se utilizaba como fuente de tensión para realizar barridos en la entrada de algunos componentes, como amplificadores operacionales o amplificadores de instrumentación.

Por otra parte, hay que decir que esta entrada se aplicaba sólo al componente que se estuviera estudiando. Cuando se iba a hacer un barrido en un componente, un relé conectaba su entrada con esta fuente y, cuando el estudio terminaba, el relé volvía a su posición inicial. Un ejemplo de esto es el relé 3A de fig. 5.7a.

e) Ordenador personal, tarjetas y protocolos de comunicación: Todo el sistema anterior estaba controlado por un ordenador personal bajo Windows 98 en el que se ejecutaba un programa desarrollado en TESTPOINT, que es un lenguaje de programación orientado a objetos, desarrollado por Keithley, y muy apropiado hacia la instrumentación. Fig. 5.13 muestra la interfaz de usuario de una versión de este programa. En esta pantalla pueden observarse los distintos valores obtenidos al medir la temperatura del sistema, el monitor de radiación gamma, etc. Asimismo, el programa especifica qué está caracterizando en cada momento y la hora de arranque del programa. A través de una serie de cuadros de diálogo,

pueden darse instrucciones al programa, como los extremos y el paso de un barrido en tensión, el retraso entre la aplicación de una entrada y la medida de la salida, etc.

Este programa gobierna a todos los componentes mencionados anteriormente a través de una tarjeta GPIB basada en el protocolo IEEE-488.2, que permite la transmisión de mensajes entre componentes de una forma efectiva.

El conector tiene 24 pines que permite conectar los dispositivos entre sí aunque la longitud del bus no puede exceder de 2 m. El protocolo GPIB divide los componentes en tres tipos: Emisor, receptor y maestro. A instancias del maestro, el emisor transmite datos o instrucciones a los distintos receptores a una velocidad de 1 Mb/s. Sólo puede haber un emisor aunque el número de receptores puede llegar a 14. Asimismo, el emisor no puede enviar mensajes en caso de que el maestro lo esté haciendo. Los distintos dispositivos son identificados por medio de una dirección, cuyo valor está entre 0 y 30, y ninguna otra instrucción es necesaria.

Por último, hay que reseñar que, para realizar pruebas en componentes digitales, el ordenador utilizaba una tarjeta digital PIO-12 para estudiar dicho componente. La salida de esta tarjeta se conectaba a las placas de test a través de los cables no utilizados de la manguera 4.

e) Sistema de alimentación ininterrumpida (SAI): A lo largo de la semana que dura el test, se corre el riesgo de que se produzca un fallo en el red eléctrica general. Esto produciría una parada del ordenador y de todos los demás elementos del sistema de medida, causando una pérdida irreparable de datos. Para evitar este problema, todos los componentes son alimentados a través de un sistema de alimentación ininterrumpida. Éste dispone de baterías para almacenar energía y que alimentan el sistema durante unos minutos hasta que el suministro eléctrico se restablece. Por otra parte, el SAI elimina picos de tensión de la red eléctrica, protegiendo de esta forma los componentes.

Tal como se dijo anteriormente, una de las grandes ventajas del sistema de medida es su gran flexibilidad. Otra prueba de ello es la capacidad de añadir nuevos componentes. Por ejemplo, en algunas experiencias fue necesario utilizar dos multímetros K2002 y un sintetizador de ondas Rohde & Schwartz. Para ello, sólo había que unirlos al sistema con un conector GPIB, especificar al programa cual era la dirección IEEE de cada componente y ordenarle cuales eran las instrucciones necesarias.

5.2.4 *Parámetros medidos en línea y fuera del reactor*

El sistema mostrado en el apartado anterior pudo medir los siguientes parámetros de los componentes electrónicos examinados:

a) Amplificadores operacionales: Tensión de *offset* de la entrada, corrientes de polarización de la entrada y ganancia en lazo cerrado. En el caso de los amplificadores de potencia, se

desechó el estudio *on-line* de las corrientes de polarización de la entrada al estar polarizados habitualmente como seguidores de tensión. En cambio, se midió la corriente en cortocircuito de la salida.

b) Amplificadores de instrumentación: Tensión de *offset* de la entrada, corrientes de polarización de las entradas y ganancias del modo diferencial y del modo común.

c) Referencias de tensión: Tensión de salida, corriente de cortocircuito positiva y consumo de corriente.

d) Conversores D/A: Errores de *offset*, de ganancia, *INL* y *DNL*. Referencia de tensión interna si la hubiera.

Por distintos motivos, el resto de parámetros se tuvieron que medir en el laboratorio una vez que las muestras se hubieron desactivado. Las causas para no medirlos durante la irradiación eran variadas: En algunos casos, era imposible conectar el instrumento de medida con el sistema de toma de datos. Un ejemplo de esto es la medida del valor de *slew rate* de un amplificador operacional, que se calcula tomando medidas en la pantalla de un osciloscopio, sin ninguna interfaz de comunicación con el ordenador. Otro ejemplo sería el valor de los rechazos de las fuentes de alimentación, cuyo valor no es controlable por un PC.

En otros casos, la medida de un parámetro es factible pero complicaría excesivamente la placa de prueba. Este es el caso de la ganancia en lazo abierto de un amplificador operacional. Además, este parámetro sufría el problema de que las medidas debían ser tan precisas que era imposible realizarlas a través de la manguera. Finalmente, la medida de un parámetro podría ser fácil pero su interés científico era menor, como es el caso del desplazamiento de la tensión de saturación del componente. Tomar este dato en todos los dispositivos bajo prueba requeriría una determinada cantidad de tiempo, que alargaría la duración del ciclo de medida y disminuiría el número de valores tomados de aquellos parámetros mucho más importantes, como la tensión de *offset* de la entrada o la ganancia en lazo cerrado.

Obviamente, la medida *on-line* de estos parámetros exigía que los componentes estuvieran polarizados durante la irradiación. En el caso contrario, es decir, que los componentes se hubieran destinado a un análisis estadístico antes y después de la irradiación, se diseñó la placa de prueba de tal manera que todas sus entradas estuvieran cortocircuitadas, tal como sugieren los protocolos convencionales de prueba [Atl00].

CAPITULO 6

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE AMPLIFICADORES OPERACIONALES DE PEQUEÑA SEÑAL Y POTENCIA

Uno de los resultados del tercer capítulo de esta memoria es que los parámetros eléctricos de un amplificador operacional bipolar dependen de las características de sus componentes internos. Por otro lado, en el segundo capítulo se detalló como afectaba la radiación a estos parámetros. Esta sección se dedicará al estudio experimental de los cambios que sufren los amplificadores operacionales comerciales a medida que son irradiados. Asimismo, se buscará una justificación teórica de los datos experimentales a partir de la evolución de sus componentes internos.

6.1 Tipos de amplificadores operacionales examinados

Se realizó una selección de amplificadores de tal manera que fueran representadas la mayor parte de las familias de amplificadores operacionales bipolares existentes en el mercado. Por este motivo, se examinaron amplificadores con entrada bipolar o JFET (bien pura o bien DiFET). Las características de los dispositivos son muy variadas: Algunos se caracterizan por una alta ganancia, otros por su precisión, bajo consumo, buena respuesta en frecuencia, inmunidad al *latch-up*, bajo coste, etc. Por otro lado, era necesario examinar componentes que, a pesar de tener un nombre similar, pertenecían a distintas compañías ya que la tecnología de fabricación difiere de una compañía a otra [Den00]. A continuación se ha hecho una lista con los amplificadores de pequeña señal examinados:

- LF351: National Semiconductor. Entrada JFET con gran ancho de banda.
- LH0042: National Semiconductor. Entrada JFET, bajo coste, inmune a latch-up.
- OP07: Analog Devices. Íntegramente bipolar. *Offset* extremadamente bajo.
- OP27: Analog Devices. Íntegramente bipolar. Precisión y bajo ruido.
- OP77: Analog Devices. Íntegramente bipolar. Ganancia extremadamente alta.
- OPA111: Burr-Brown. Entrada DiFET. Precisión y bajo ruido.
- OPA124: Burr-Brown. Entrada DiFET. Precisión y bajo ruido.
- OPA132: Burr-Brown. Entrada JFET. Alta velocidad.

- OPA227: Burr-Brown. Íntegramente bipolar. Precisión y bajo ruido. Equivale al modelo OP-27 de Analog Devices.
- OPA277: Burr-Brown. Íntegramente bipolar. Precisión y alta ganancia. Equivale al modelo OP-77 de Analog Devices.
- OPA602: Burr-Brown. Entrada DiFET. Alta velocidad y precisión.
- OPA606: Burr-Brown. Entrada DiFET. Amplio ancho de banda.
- OPA627: Burr-Brown. Entrada DiFET. Alta velocidad y precisión.
- TLE2071: Texas Instruments. Entrada JFET. Alta velocidad y bajo ruido.

En el grupo de los amplificadores operacionales de potencia, se examinaron los siguientes componentes:

- OPA541: Burr-Brown. Entrada JFET. Clase A.
- PA10: Apex Microtechnology. Entrada bipolar. Clase AB.
- PA12A: Apex Microtechnology. Entrada bipolar. Clase AB con muy alta corriente.
- PA61: Apex Microtechnology. Entrada bipolar. Clase C.

Entre los amplificadores de pequeña señal y los de potencia, se encuentra el modelo OPA551, de Burr Brown, aparentemente similar a un amplificador de pequeña señal pero capaz de trabajar con tensiones muy elevadas y dar una corriente de 200-300 mA.

El encapsulado de los amplificadores de pequeña señal y del modelo OPA551 es DIP-8 en la mayor parte de los casos aunque algunos de ellos utilizan el encapsulado TO-99 (OPA111, LH0042). En cambio, los amplificadores de potencia tienen encapsulados apropiados para disipar el calor generado por la corriente eléctrica: El encapsulado TO-3 de 8 pines se encuentra los modelos de Apex Microtechnology y la versión AM del modelo OPA541. En cambio, el amplificador OPA541AP utiliza el encapsulado plástico de potencia con 11 pines. En cualquier caso, la talla de estos amplificadores es mucho mayor que los amplificadores de pequeña señal.

Todos estos componentes fueron examinados en diversas campañas de irradiación en la fuente de neutrones del Instituto Tecnológico e Nuclear de Portugal. Se examinaron al menos tres muestras de cada amplificador para poder describir con seguridad su comportamiento bajo radiación. Asimismo, se mezclaron muestras procedentes de distintos lotes de fabricación para observar si este hecho influía en la evolución del componente. En el caso de que se hubiera hallado un amplificador cuyo comportamiento bajo radiación destacase sobre los demás, se debía repetir la prueba de radiación con un número de muestras mayor para proponer su uso ulterior en el sistema de criogenia del LHC. Este es el motivo de que los amplificadores OPA627, TLE2071 y OPA541 tengan un número mayor de muestras que el resto de los componentes. En el caso de que los amplificadores de pequeña señal, se pudieron examinar más de veinte muestras o cumplir estrictamente el protocolo de Atlas [Atl00]. Sin embargo, sólo se pudieron examinar diez muestras del modelo OPA541 debido a las limitaciones de espacio en la cavidad de irradiación.

Algunos amplificadores mostraron una gran tolerancia a la radiación. Por esta causa, todas las muestras introducidas en el reactor pudieron ser caracterizadas antes, durante y después de la

irradiación. En cambio, otros componentes como los modelos LH0042 y OPA551 son extremadamente sensibles a la radiación por lo que ninguna muestra sobrevivió a las diversas campañas. Tras la irradiación, sólo se pudieron medir en estos componentes datos como las corrientes de polarización o el consumo puesto que no es necesario que el amplificador esté operativo para medir estos parámetros. Otros componentes tienen una tolerancia media, en la que sólo las muestras más alejadas del núcleo soportaron la irradiación. Por esta causa, el número de muestras analizadas con posterioridad suele ser menor que las previstas inicialmente en la prueba.

6.2 Parámetros DC relacionados con la etapa de entrada

En este apartado, se estudiarán la tensión de *offset* de la entrada, el rechazo de las fuentes de alimentación y las corrientes de polarización de la entrada. A continuación, se explicará cuáles son las causas de la evolución de cada parámetro y se comparan estos resultados con los publicados en trabajos similares.

6.2.1 Tensión de *offset* de la entrada

Este parámetro fue medido *on-line* durante la irradiación por lo que su evolución fue recogida con gran detalle en todas las muestras examinadas. En general, se comprobó que los amplificadores pueden clasificarse en cuatro grandes grupos de acuerdo con lo observado.

- a) Comportamiento aleatorio: En estos amplificadores, el comportamiento de la tensión de *offset* no responde a un claro patrón (fig. 6.1a): Se desplaza de forma aleatoria en torno a 0 V, no hay relación entre la dosis de radiación y el valor final, etc. Este grupo está formado en su mayor parte por amplificadores operacionales de entrada JFET (OPA627, TLE2071, LF351, OPA602, OPA606 y OPA541) aunque se encuadra en este grupo el amplificador bipolar PA61.
- b) Comportamiento monotónico: Estos amplificadores se caracterizan por que la tensión de *offset* de la entrada es más o menos constante hasta que se alcanza una determinada dosis de radiación y, a partir de ella, comienza a crecer a gran velocidad hasta provocar la destrucción del amplificador operacional (fig. 6.1b). En este grupo, se encuadran la mayor parte de los amplificadores bipolares examinados (OP07, OP27, OP77, OPA227, OPA277) y algún amplificador de entrada JFET (LH0042).
- c) Comportamiento semimonotónico: Este grupo se encuentra a caballo entre los dos grupos anteriores (fig. 6.1c). La tensión de *offset* crece a medida que progresa la irradiación hasta provocar la destrucción del amplificador. Sin embargo, el comportamiento exacto es impredecible: La tensión de *offset* puede desplazarse tanto hacia la tensión de saturación positiva como hacia la negativa, no hay relación entre la dosis recibida y el valor de la tensión de *offset*, etc. En este grupo se encuadran los amplificadores operacionales OPA111, OPA124 y OPA132.

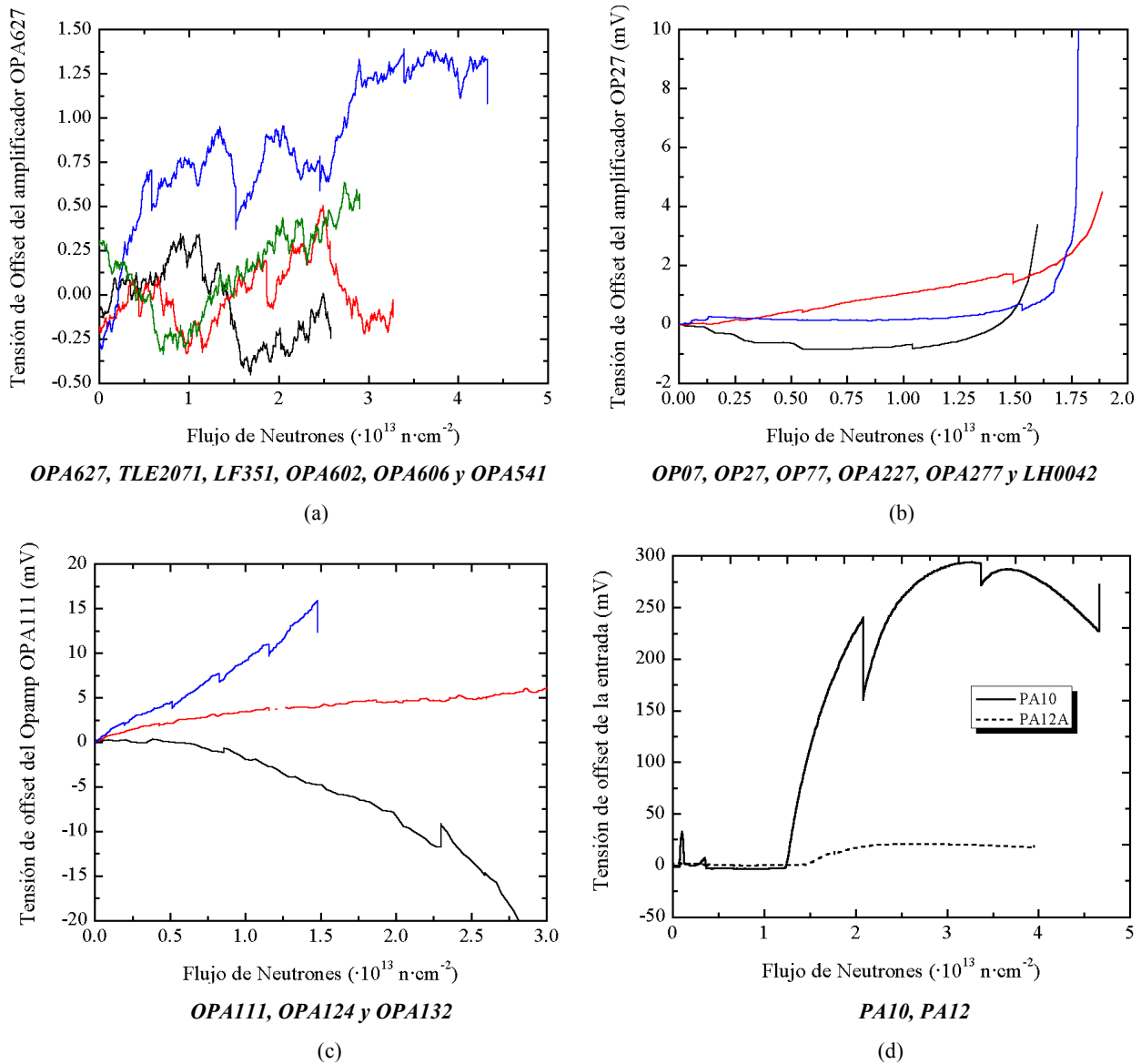


Fig. 6.1a-d: Evolución de la tensión de *offset* de la entrada de diversos amplificadores operacionales. Las imágenes corresponden a los grupos aleatorio (a), monótonico (b), semimonótonico (c) y con saltos abruptos (d). Debajo de cada gráfica se han señalado los amplificadores que sufrieron una degradación similar.

d) Comportamiento con discontinuidades: Este comportamiento fue observado en los amplificadores PA10 y PA12A (fig. 6.1d). La tensión de *offset* es estable hasta alcanzar una determinada dosis de radiación pero, al rebasarla, se produce un cambio brusco. La tensión de *offset* alcanza un valor máximo al alcanzar una cierta dosis de radiación y, paradójicamente, decrece si la irradiación prosigue. Hay que resaltar que este comportamiento fue hallado en el conversor D/A AD667, con un amplificador operacional interno.

Se eligieron los modelos OPA627, OP27, OPA111 y PA1X como ejemplos característicos de cada uno de los cuatro grupos y las evoluciones de cada uno se ha representado en fig. 6.1.a-d. Es importante resaltar que no se observó una evolución similar en estos componentes cuando fueron irradiados con radiación gamma. En los amplificadores operacionales sometidos a ^{60}Co ,

se observa una evolución de la tensión de *offset* mucho más suave que las mostradas en las figuras anteriores. El único hecho que puede ser achacado a la radiación gamma ionizante es el súbito salto de 0.5-1 mV que se observa en algunos amplificadores como el TLE2071 y OP-27. Este salto fue observado tanto en el reactor como en la fuente de radiación gamma (fig. 6.2).

6.2.2 Mecanismos de modificación de la tensión de *offset* de la entrada

De acuerdo con las ecuaciones (4.22) y (4.23), la tensión de *offset* de un amplificador operacional depende de una serie de parámetros relacionados con sus componentes internos y con la corriente de alimentación de la etapa de entrada: En el caso de los amplificadores de entrada JFET, la tensión de *offset* depende de las tensiones de *pinch-off*, de las corrientes de saturación y de las corrientes que lo atraviesan. En cambio, en los amplificadores bipolares, esta tensión es función de la ganancia h_{FE} de los transistores y de la corriente que atraviesa el par. A estos parámetros habría que añadir otros efectos de segundo orden: Efectos Early y de modulación del canal, resistencias parásitas, fugas al substrato, etc.

En general, todos estos parámetros van a ser modificados por la radiación aunque el ritmo de cambio es diferente. La superposición de efectos, contrapuestos en algunos casos, provoca que la tensión de *offset* evolucionara de forma aparentemente *aleatoria*, que fue observada en una parte de los amplificadores. Obviamente, las características internas de un amplificador difieren de una muestra a otra. Esto justificaría que algunas muestras de un mismo componente estuvieran más dañadas que otras a pesar de haber recibido una dosis menor de radiación.

El crecimiento espectacular observado en algunos amplificadores operacionales sólo se puede producir si la evolución de algún parámetro destaca sobre los otros. El parámetro tecnológico más sensible a la radiación es la ganancia en corriente de los transistores bipolares h_{FE} ya que el resto sólo es afectado significativamente con dosis mucho mayores.

Debe descartarse por completo que la causa del crecimiento de la tensión de *offset* sea causada por la mayor degradación de uno de los transistores del par diferencial respecto al otro, tal y como se podría deducir de (4.22). Los motivos de esta afirmación son tres: En primer lugar, la reproducibilidad de los transistores bipolares es muy buena y es improbable que un transistor se degrade a mayor velocidad que otro. Por otra parte, unas veces debería observarse un crecimiento y otras un decrecimiento, dependiendo de si se degrada a mayor velocidad el transistor inversor o el no inversor, pero este hecho no fue observado nunca. Además, el

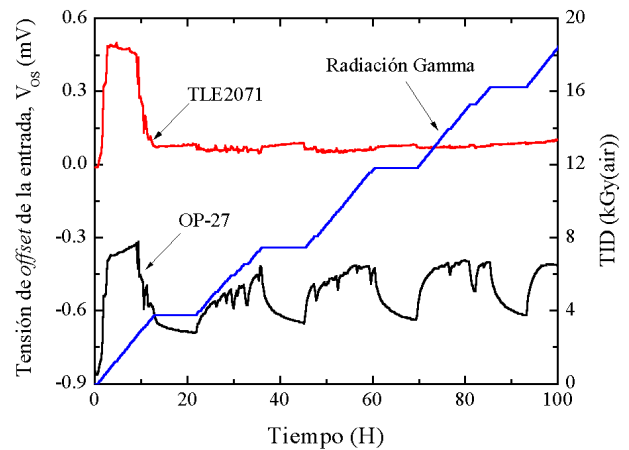


Fig. 6.2: Evolución de la tensión de *offset* en diversos amplificadores irradiados con ^{60}Co .

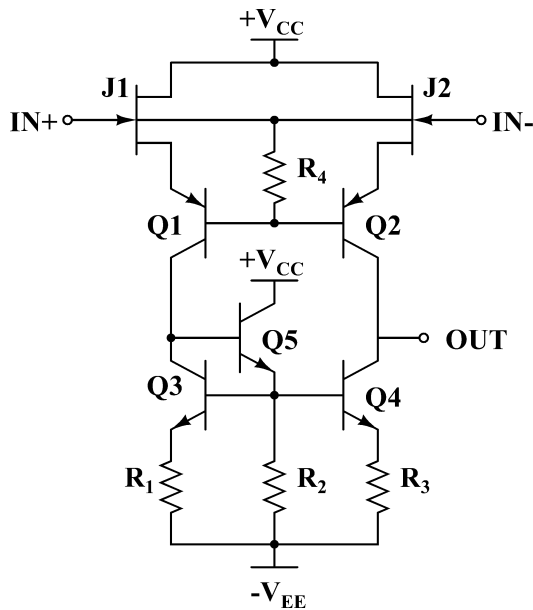


Fig. 6.3: Etapa de entrada del amplificador LH0042.

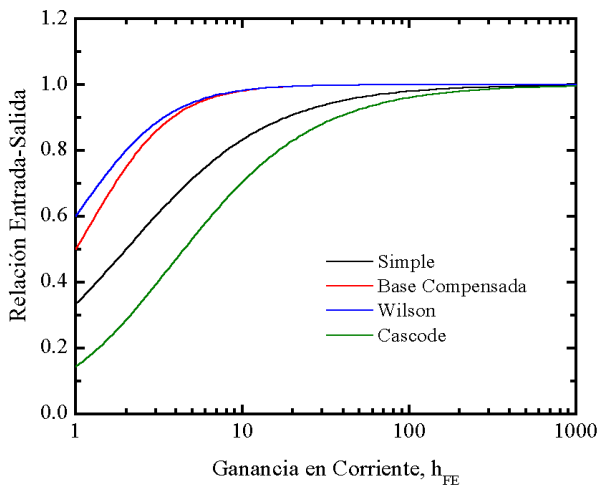


Fig. 6.4: Relación entre las corrientes de entrada y salida de diversos espejos de corriente en función de la ganancia de los transistores bipolares que los integran.

amplificador operacional LH0042 mostró un comportamiento similar a pesar de ser de entrada JFET.

Sin embargo, es posible relacionar la reducción de la ganancia h_{FE} con la tensión de *offset* a través de un mecanismo indirecto. La causa está en que la corriente que atraviesa cada una de las ramas de un par diferencial se obtiene al dividir una fuente de corriente I_{EE} por medio de un espejo de corriente.

Fijémonos por ejemplo en el amplificador operacional LH0042. La etapa de entrada de este amplificador consta de un par de transistores JFET de canal n polarizados por una fuente de corriente que debe dividirse equitativamente entre ambas ramas (Fig. 6.3). Para conseguir que la corriente se divida de forma exacta entre ambas ramas, se utiliza un espejo de base compensada. Fig. 6.4 muestra la capacidad de reflexión de diversos espejos de corriente en función de la ganancia de los transistores que lo forman. Como puede verse, a medida que decrece la ganancia, menor es la capacidad de reflexión. En definitiva, el valor de I_{D-} disminuye en tanto que I_{D+} aumenta. Siguiendo (4.23), V_{OS}

debe crecer ya que la tensión V_{P-} es menor que 0 V.

Este razonamiento se puede aplicar a los amplificadores de entrada bipolar, con espejos relativamente sencillos, y a amplificadores de entrada JFET sin demasiada precisión. En otros amplificadores, como los modelos TLE2071 y OPA627, los espejos son más complejos por lo que se necesitarían dosis mayores de radiación para conseguir inutilizar los espejos de corriente. Por otra parte, estos amplificadores se caracterizan por un buen comportamiento en frecuencia. Por tanto, los transistores internos son de alta frecuencia, lo que aumenta la tolerancia de estos amplificadores frente a los modelos LH0042, OPA111 y OPA124.

En estos dos últimos amplificadores se observó un crecimiento de la tensión de *offset* aunque el signo podía variar de una muestra a otra. El fabricante no da información acerca de la estructura interna de los amplificadores por lo que no se puede elaborar ninguna teoría. Sin

embargo, es probable que la evolución de la tensión de *offset* dependa del espejo *cascode* libre del ruido, ya que toda anomalía producida en este punto es magnificada por las restantes etapas amplificadoras. El signo podría depender de la competición entre dos o más parámetros contrapuestos, de tal manera que el parámetro más degradado determina el signo de la evolución del *offset*.

A continuación, es necesario tocar un par de puntos importantes: Primero, el cambio observado en algunos amplificadores al aparecer la radiación gamma y, en segundo lugar, el salto abrupto observado en PA10 y PA12A. El primer fenómeno es bastante fácil de explicar: La radiación gamma crea cargas positivas en el óxido epitaxial que afecta al punto de operación del circuito y provoca un cambio en la tensión de *offset*. Cuando se produce la saturación de cargas, el valor de esta tensión se estabiliza y, a medida que se acercan cargas negativas al óxido, este salto se acaba compensando (fig. 6.2).

En cambio, el otro fenómeno requiere una explicación más sofisticada. A diferencia de los otros amplificadores, este suceso está relacionado con la degradación de la etapa de salida. En ap. 6.6.4d, dedicado a estudiar la evolución de la etapa de salida de los amplificadores PA10 y PA12A, se explicará detalladamente el motivo de este extraño comportamiento.

La tensión de *offset* de la entrada es uno de los parámetros más estudiado en los amplificadores operacionales irradiados. Se sabe con claridad que este parámetro crece al llevarse a cabo una irradiación con neutrones [MA92] y con radiación gamma o similar [MA92, Lee96, Bon97, Joh03, Pea00, Car00]. Las anteriores referencias son sólo una pequeña muestra de la gran cantidad de literatura dedicada a estudiar la evolución de este parámetro.

Johnston pudo relacionar la evolución de la tensión de *offset* de algunos amplificadores operacionales sometidos a neutrones con la evolución de los parámetros internos [Joh76]. En este trabajo, se realizó tecnología inversa para caracterizar los transistores internos de los amplificadores y se comprobó que, efectivamente, la evolución de la tensión de *offset* es explicada por la degradación de componentes internos.

Un problema que resolver es estimar qué fenómeno ha sido el responsable de la evolución de la tensión de *offset*: TID o NIEL. De las irradiaciones llevadas a cabo durante este trabajo, se deduce que el responsable es el daño por desplazamiento. Para ello, basta comparar la evolución de V_{OS} de OP27 en fig. 6.1b y 6.2. Por otra parte, se disponen de datos de irradiaciones llevadas a cabo por otros autores en los modelos OP07 [Sha96] y OP-27 [Sau00], en los que aparecen resultados similares a los mostrados en esta memoria. Finalmente, el trabajo llevado a cabo por Rax *et al.* [Rax99] demuestra que el daño por desplazamiento afecta mucho más a la tensión de *offset* que la radiación ionizante.

6.2.3 Rechazo de las alimentaciones ($PSRR+$, $PSRR-$)

Estos dos parámetros están directamente relacionados con la tensión de *offset* de la entrada, tal como se mostró en (4.5). Inicialmente, el valor de este parámetro es del orden de $1 \mu V/V$. Tras la irradiación, se observó que se había producido un incremento de estos parámetros en

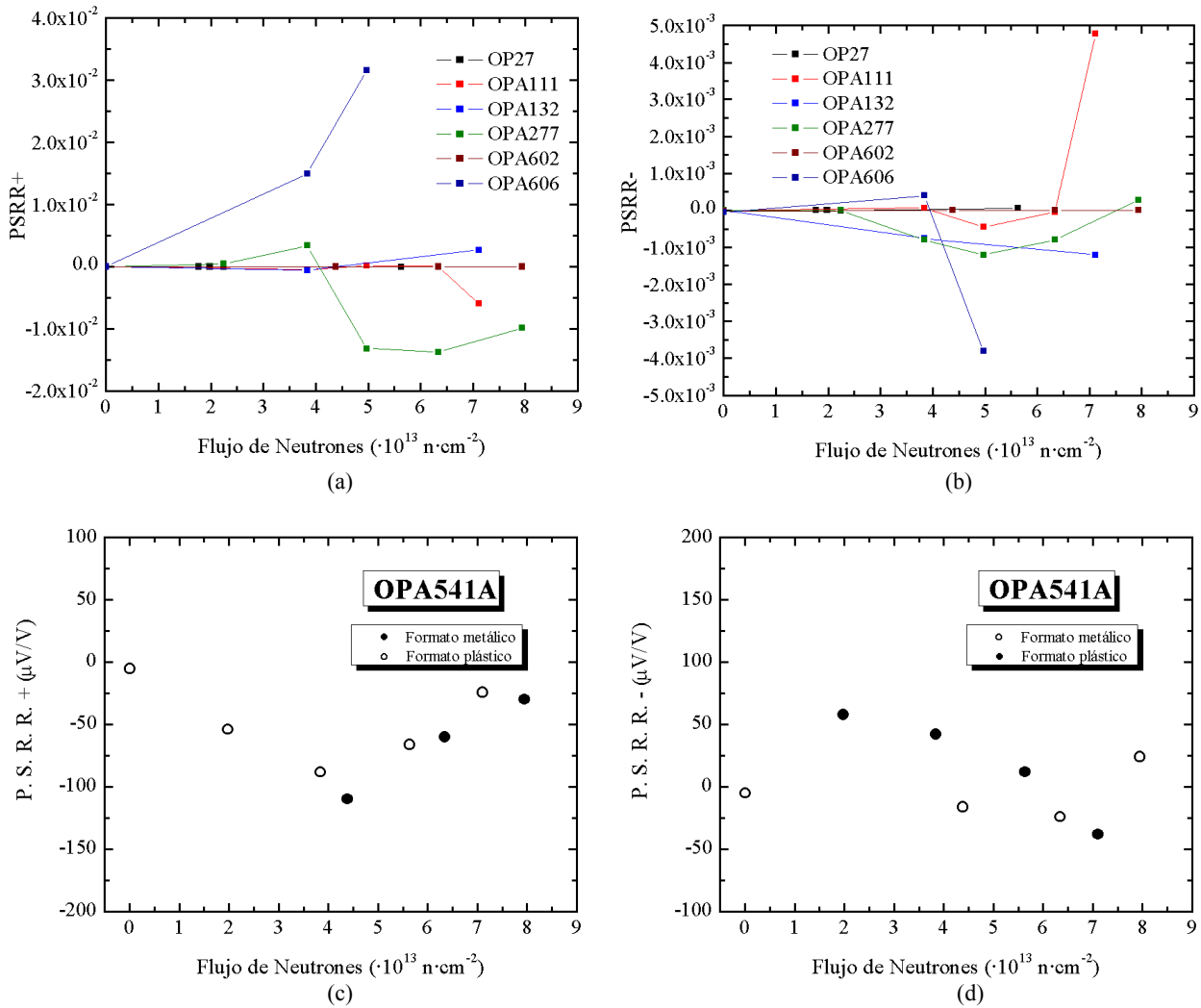


Fig. 6.5a-d: Razones de rechazo de las alimentaciones positiva (a) y negativa (b) de los amplificadores irradiados de pequeña señal. Es necesario resaltar que el incremento fue despreciable en los amplificadores que no se recogen en el dibujo. Fig. (c) y (d) muestran los rechazos de la alimentación positiva y negativa del modelo OPA541A.

todos los amplificadores examinados (Fig. 6.5a-b). Hay que resaltar que los cambios observados en los amplificadores de tipo bipolar fueron menores que los hallados en los de tipo JFET. Así, se constató que este parámetro era sólo 10 veces superior al inicial en los modelos OP07, OP27, OP77 y OPA227 más irradiados ($\sim 8 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ en OP27). El único componente de este grupo que rompe con la tónica general el modelo OPA277, en el que el valor de $PSRR+$ apenas cambia pero que alcanza -1 mV/V en el valor de $PSRR-$.

En cambio, los amplificadores operacionales de entrada JFET sufren incrementos muy acusados en ambos parámetros. En algunos casos, como en el modelo OPA602, el valor de $PSRR+$ puede ser 1000 veces superior al inicial. Por otra parte, hay que reseñar que se observaron incrementos más acusados en $PSRR+$ que en $PSRR-$. Así, por ejemplo, en fig. 6.5a-d se puede observar que el valor máximo de $PSRR+$ medido en un amplificador operacional es 35 mV/V en tanto que el valor de $PSRR-$ es 5 mV/V , que es la séptima parte del anterior valor de $PSRR+$.

Se hallaron crecimientos similares en los amplificadores operacionales de potencia. No se disponen de datos de los amplificadores OPA551, PA10 y PA12A, que fueron destruidos al alcanzar una dosis situada en torno a $1\text{-}2\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. En cambio, sí se pudieron tomar en los amplificadores PA61 y OPA541. En el primero, se observó un cambio en ambos parámetros desde $0.5 \text{ \& } 35 \text{ }\mu\text{V/V}$ hasta $14 \text{ \& } 79 \text{ }\mu\text{V/V}$ con una dosis de $2.63\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. En el otro amplificador operacional, los cambios fueron del mismo orden de magnitud, tal y como se muestra en fig. 6.5c-d.

6.2.4 Mecanismos de modificación de $PSRR+$ y $PSRR-$

En ap. 4.3.2 se discutió un amplificador diferencial en el la tensión de *offset* podía depender de las fuentes de alimentación a causa del efecto Early de sus transistores. Este hecho podía ser extendido a los transistores JFET, afectados por la modulación del canal.

Tal y como se mostró en el apartado 3.6.3, la tensión de Early decrece con la irradiación en tanto que el coeficiente λ aumenta. A consecuencia de ello, debe esperarse una creciente influencia de las alimentaciones en el valor de la tensión de *offset*. Es evidente que este hecho depende de la topología interna del amplificador, de las características internas de los amplificadores, etc. Sin embargo, es un fenómeno general, y se debe cumplir en todos los dispositivos bipolares donde existan fuentes de corriente y que se irradian con neutrones.

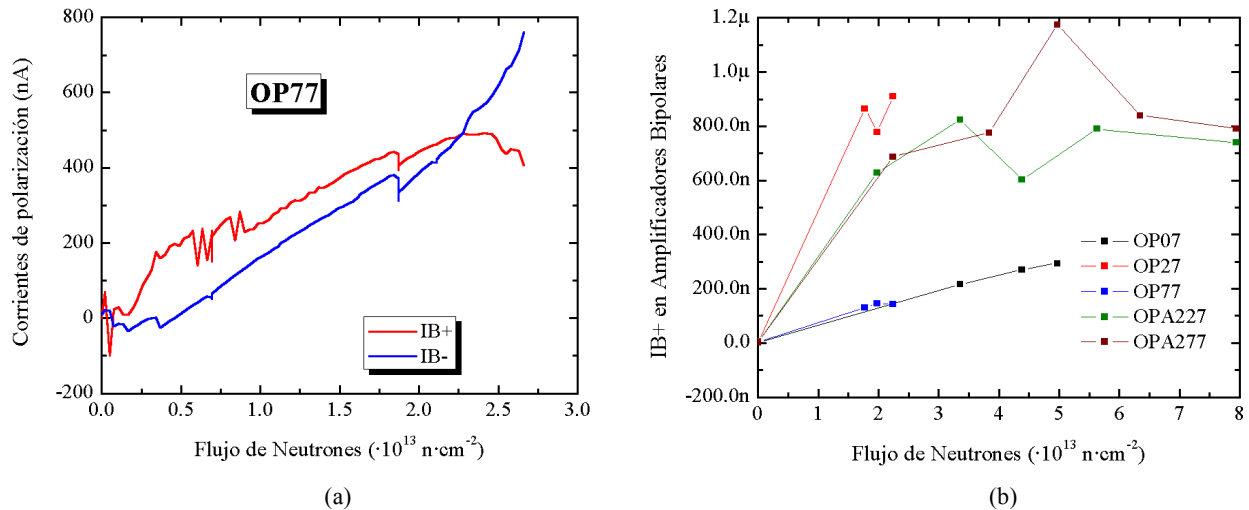
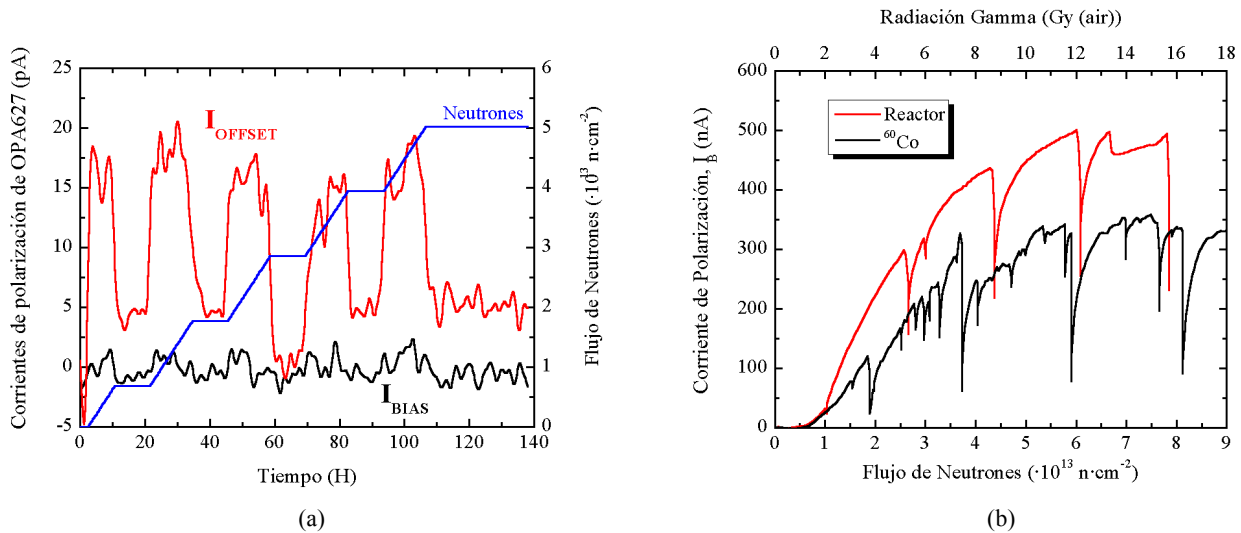
No se observaron incrementos similares en las irradiaciones con ^{60}Co . Sin embargo, de acuerdo con Sharma *et al.* [Sha97], algunos amplificadores operacionales sufren un incremento de la razón de rechazo de las fuentes de alimentación al ser irradiados con 2 kGy (Si). Desafortunadamente, el autor no proporciona datos numéricos para comparar con los de este trabajo y no se propone ningún mecanismo que justifique este fenómeno.

6.2.5 Corrientes de polarización de las entradas

A la hora de describir la evolución de este parámetro, es necesario clasificar los amplificadores según el tipo de entrada: *JFET* y *bipolar*.

En general, la corriente de polarización de la entrada de los amplificadores no irradiados con entrada JFET es del orden de 10-100 pA. En algunos amplificadores de entrada DiFET (OPA602, OPA627), no se observaron incrementos significativos ni siquiera al alcanzar las dosis máximas de radiación ($7\text{-}11\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ & 2.7 kGy (air)). En el resto de amplificadores, se constató que se producía un crecimiento, aunque los valores finales no suelen ser superiores a 1 nA al llegar a una dosis entre $5\cdot 10^{13}$ y $10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Durante las medidas *on-line*, se observaron incrementos en la corriente de polarización de *offset* en algunos amplificadores (OPA111, OPA627) cuando se producía la irradiación (fig. 6.6a). Estos fenómenos estarían asociados al efecto fotoeléctrico provocado por la radiación ionizante, máxime cuando estos datos se obtuvieron en las primeras medidas realizadas en el reactor, donde se alcanzaba una dosis de radiación gamma diez veces superior a la encontrada en la cavidad.



Por otra parte, las pruebas realizadas en la cavidad sobre el amplificador TLE2071 mostraron que las corrientes de polarización apenas se incrementaban incluso con una dosis de $10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ & 2.7 kGy. Sin embargo, en las primeras pruebas realizadas en el reactor, donde la radiación ionizante residual era del orden de 20 kGy, se hallaron incrementos espectaculares de la corriente de polarización de la entrada. Al repetir las pruebas con la fuente de ^{60}Co , se encontraron incrementos similares a los de la piscina del reactor (fig. 6.6b).

Hay un crecimiento espectacular de la corriente de polarización de la entrada en los amplificadores operacionales de entrada bipolar. Normalmente, el incremento es similar en ambas entradas (Fig. 6.7a) aunque se observó que, antes de la destrucción del amplificador, siempre se producía un incremento en la entrada inversora en detrimento de la otra. Además, este crecimiento siempre coincidía con el incremento de la tensión de *offset* de la etapa de entrada. En

general, los incrementos fueron apreciables en todos los amplificadores operacionales irradiados, tal y como se muestra en fig. 6.7b. Por otra parte, hay que reseñar que no se observaron incrementos tan acusados en irradiaciones producidas con la fuente de ^{60}Co .

6.2.6 Mecanismos de modificación de las intensidades de polarización

Los valores teóricos de la corriente de polarización de la entrada de un amplificador operacional bipolar se estudiaron en ap. 4.3.3. De acuerdo con (4.26a-b), los valores de I_{B+} e I_{B-} son inversamente proporcionales a las ganancias $h_{FE,1}$ y $h_{FE,2}$ de los transistores del par diferencial. Por tanto, a medida que se produzca la irradiación, ambas corrientes aumentarán a causa de la reducción de h_{FE} .

Esta teoría ayuda a comprender por qué disminuye la corriente de entrada de los amplificadores operacionales bipolares. Sin embargo, la estructura en la que se basa, mostrada en fig. 4.8.a, no se suele utilizar en la construcción de amplificadores operacionales bipolares. Todos los amplificadores bipolares examinados en este trabajo utilizan estructuras de realimentación similares a las de fig. 6.8 para eliminar las corrientes de polarización de la entrada. En esta configuración, la base del transistor $Q1$, que forma parte del par diferencial, es polarizada por la corriente de colector de $Q3$. Aplicando la segunda ley de Kirchhoff, se deduce que $I_{BX} = I_{B1} -$

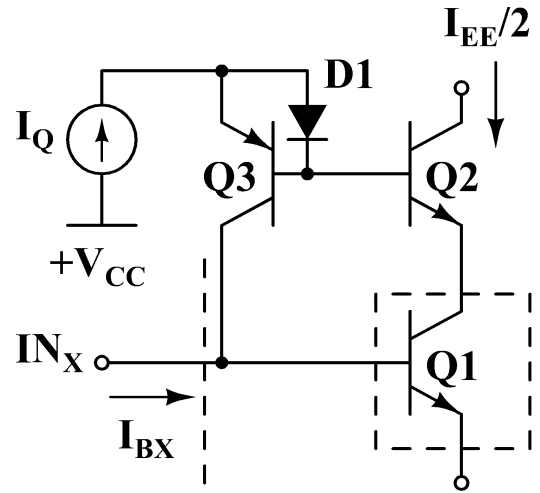


Fig. 6.8: Estructura de cancelación de la corriente de polarización de los amplificadores operacionales bipolares. Q1 es el principal transistor del par.

I_{C3} . Si estas corrientes están correctamente ajustadas, $I_{BX} \approx 0$. Por otra parte, en esta configuración la corriente I_{BX} puede ser negativa a pesar de que el par diferencial está formado por transistores NPN.

Imaginemos ahora que la corriente de polarización inicial I_{BX} es nula. A medida que progresa la irradiación, $h_{FE,1} \rightarrow 0$. En consecuencia, la corriente de base de $Q1$ debe incrementarse. Sin embargo, la corriente de colector de $Q3$ se mantiene constante e incluso puede disminuir debido a la degradación de $Q3$ e I_Q . Por tanto, el déficit de corriente es compensado por un crecimiento de I_{BX} .

Este fenómeno también puede acontecer al someter el amplificador a radiación ionizante ya que ésta también afecta a la ganancia de los transistores bipolares. En este caso, pueden aparecer corrientes de fuga por debajo del óxido epitaxial que incrementan aún más las corrientes de entrada. En cualquier caso, los incrementos no son tan acusados como en el caso de la radiación de neutrones, tal como se comprobó en esta memoria y como han demostrado otros autores [Rax99].

En los amplificadores de entrada JFET, la corriente de polarización de la entrada es la corriente de fuga en una unión PN polarizada en inversa, relacionada con los mecanismos de generación y del orden de 10-100 pA. De acuerdo con (3.10), la corriente de generación-recombinación es proporcional a τ^{-1} , siendo τ el tiempo de vida media de los portadores minoritarios. Debido a esto, incluso en el caso de que este valor se disminuyese 10 o 100 veces, no se podrían observar corrientes superiores a algunos nanoamperios. Estos valores están bastante alejados de otros valores que fueron medidos durante la irradiación (p.e. TLE2071). La causa debe estar entonces en las corrientes de fuga en el óxido epitaxial. Asimismo, este hecho explica por qué las grandes corrientes de fuga del amplificador TLE2071 aparecían tanto en las irradiaciones en el reactor como con ^{60}Co .

Por otra parte, no es extraño que aparezcan corrientes de origen fotoeléctrico en las uniones PN polarizadas en inversa (Ap. 2.3). Estas corrientes justificarían el comportamiento del amplificador OPA111 y OPA627.

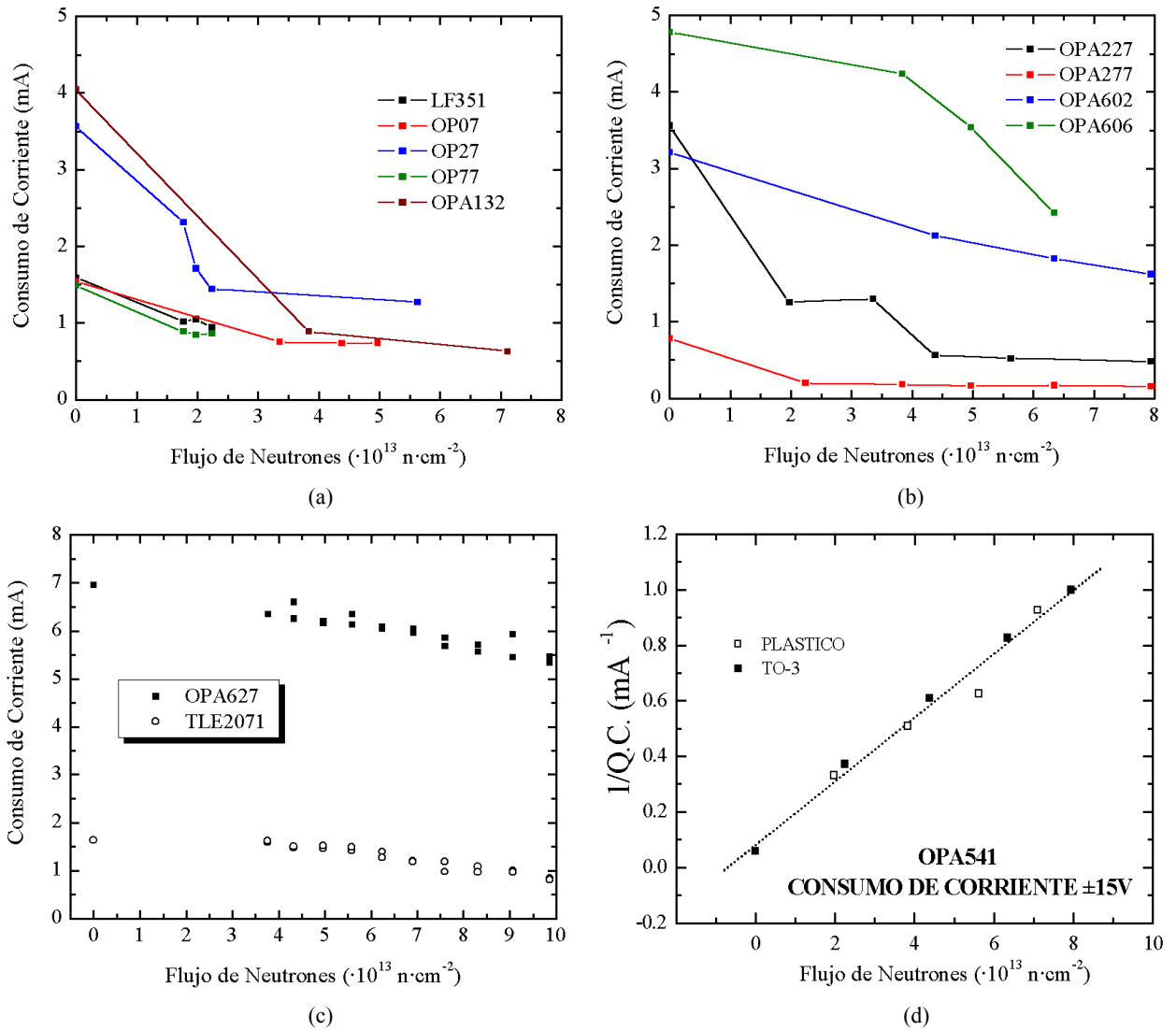
Finalmente, hay que reseñar que las corrientes de polarización de la entrada en dispositivos irradiados han sido y son estudiadas por un gran número de grupos de investigación. La causa es que la corriente de polarización de la entrada es muy sensible al efecto de ELDR por lo que es un parámetro ideal para estudiar este fenómeno cuyo origen no ha sido totalmente comprendido.

6.3 Consumo de corriente de un amplificador operacional

Este apartado está dedicado al estudio del consumo de los amplificadores operacionales irradiados. Habitualmente, éste es un parámetro que se estudia en los dispositivos CMOS sometidos a TID, en los que aparecen grandes corrientes de fuga. Sin embargo, se demostrará en este apartado que el daño por desplazamiento afecta al consumo a través de un mecanismo diferente, relacionado con la degradación de los transistores internos.

6.3.1 Datos experimentales

Se midió el consumo de corriente antes y después de la irradiación. En general, no hay grandes diferencias entre los valores medidos en las muestras de un mismo amplificador antes de la irradiación aunque, obviamente, hay diferencias entre un modelo y otro. Así, por ejemplo, el modelo OPA277 consume apenas 0.8 mA en tanto que el modelo OPA541, de potencia, necesita 20 mA. Asimismo, se observó que la corriente no dependía apenas de las tensiones de alimentación.


 Fig. 6.9a-d: Consumo de corriente de diversos amplificadores operacionales irradiados con alimentaciones de ± 15 V.

La situación cambió significativamente tras la irradiación. Fig. 6.9a-d y tabla 6.1 muestran los valores de corriente medidos antes y después de la irradiación. Puede observarse que el consumo se reduce en absolutamente todos los amplificadores examinados. En algunos casos, se alcanza un mínimo de corriente, a partir del que no se observaba ningún descenso adicional si la dosis de radiación aumenta (OP07, OP27). Por otra parte, hay que resaltar la linealidad observada en el modelo OPA541 (fig. 6.9d).

Por último, hay que resaltar que existe una creciente dependencia de la tensión de alimentación en algunos amplificadores, tal y como se muestra en fig. 6.10 muestra la relación existente entre las corrientes consumidas a ± 10 y ± 15 V.

 Tabla 6.1: Evolución del consumo de corriente a ± 15 V de los amplificadores operacionales de Apex.

	Previa	Posterior	Neut
PA10	12.6	4.9	4.66
PA12A	14.0	3.8	3.95
PA61	2.4	1.6	2.63
	mA	mA	($\cdot 10^{13}$)

6.3.2 Mecanismos físicos

De acuerdo con la expresión (4.50), la corriente total consumida por un amplificador operacional es igual a la suma de las fuentes de corriente, de los espejos y de otros términos adicionales. Tal y como puede verse en fig. 6.4, la corriente reflejada por la mayor parte de los espejos de corriente disminuye a medida que disminuye la ganancia de los transistores. El único que se aparta de esta tónica general es el espejo Widlar, que sufre un aumento debido a que el coeficiente de linealidad m de la unión BE aumenta (fig. 6.11), y en el espejo basado en resistencias, que no es afectado.

El siguiente factor que debe tenerse en cuenta es el efecto de la radiación sobre las fuentes primarias de corriente. En primer lugar, las fuentes basadas en JFET son prácticamente inmunes a la radiación, salvo un leve incremento del coeficiente de modulación del canal. Por otra parte, el núcleo de las fuentes tipo Zener, estudiadas en ap. 4.2.1.2, es extremadamente tolerante a la radiación, no así el espejo de corriente simple que los acompaña.

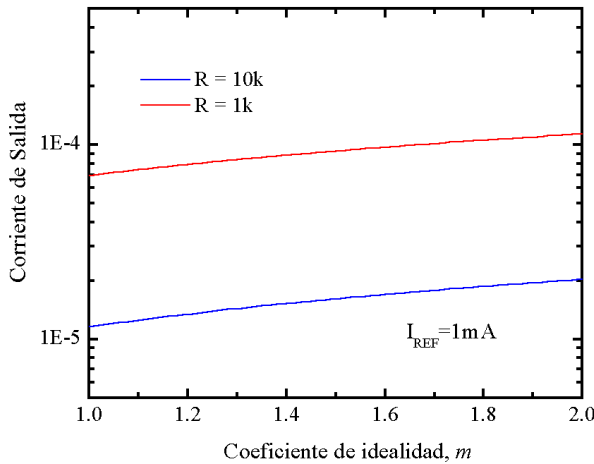


Fig. 6.11: Evolución de la corriente de salida de un espejo Widlar en función del coeficiente de idealidad de las uniones BE y de las resistencias utilizadas.

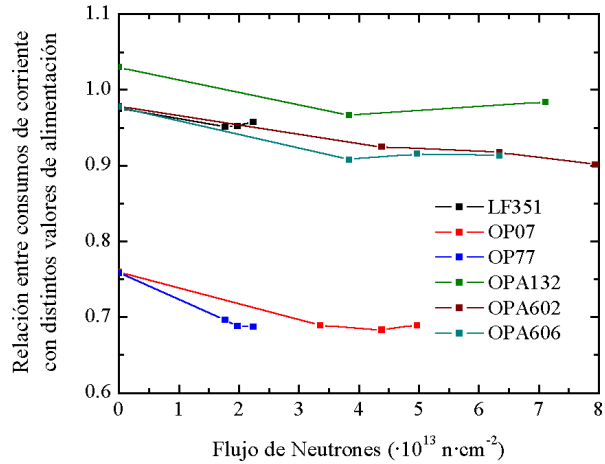


Fig. 6.10: Cociente entre los valores de consumo a $\pm 10 \text{ V}$ y $\pm 15 \text{ V}$ en diversos amplificadores operacionales irradiados.

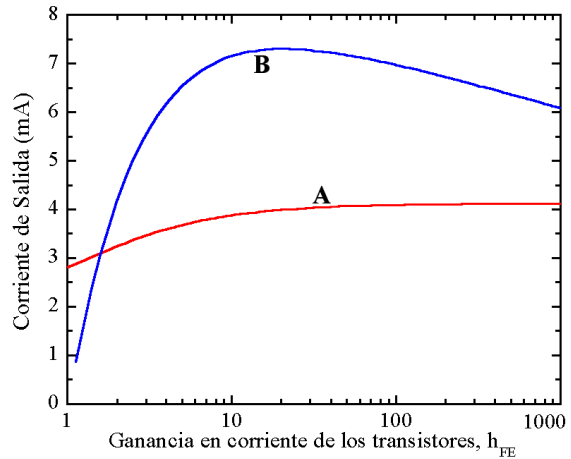


Fig. 6.12: Dependencia de diversas fuentes de corriente basadas en uniones BE en función de la ganancia de los transistores internos. A está asociado con fig. 3.4a y se supuso que $m = 1.5$, $V_{CC} = 15 \text{ V}$, $R_1 = 10k$, $R_2 = 200 \Omega$ e $I_S = 1 \text{ pA}$. En B, asociado a fig. 3.4b, se tomó $m = 1.5$, $R = 100$ e $I_S = 1 \text{ pA}$.

El mismo problema apareció en las fuentes basadas en uniones BE. Dado que no es posible obtener la expresión de la corriente de salida de forma explícita, se han llevado a cabo cálculos matemáticos para valores concretos de m , R , V_{CC} , etc, y los resultados se han representado en fig. 6.12. Puede observarse también que el consumo en corriente disminuye con la ganancia.

Los factores anteriores dan cuenta perfectamente del consumo requerido por las etapas de entrada y ganancia. Sin embargo, la etapa de salida necesita un tratamiento especial. Examinando las configuraciones mostradas en ap. 4.2.5, se descubre que las corrientes requeridas en situación de mínimo consumo son las siguientes:

$$\text{Clase A:} \quad I_Q = (h_{FE,2} + 1) \cdot I_{S,2} \cdot \exp((V_{BIAS} + V_{EE})/mV_T) \quad (6.1a)$$

$$\text{Clase C:} \quad I_Q = 0 \quad (6.1b)$$

$$\text{Clase AB (push-pull):} \quad I_Q = h_{FE,1} \cdot I_{B1} \quad (6.1c)$$

$$\text{Clase AB mejorada:} \quad I_Q = I_{Q1} + I_{Q2} + h_{FE,1} \cdot I_{B1} + h_{FE,2} \cdot I_{B2} \quad (6.1d)$$

Como puede verse, en todos las expresiones aparecen términos como la ganancia de los transistores, fuentes de corriente, etc, que van a disminuir durante la irradiación. Es cierto que algunos términos pueden crecer (I_{S2} , I_{B1}) pero este incremento es mucho menor que el coeficiente h_{FE} que los multiplica. Esto se justifica de la siguiente manera: De acuerdo con (3.37), $\Delta(1/\beta)$ es proporcional al Φ pero, en cambio, según (3.7), $\Delta(1/I_S)$ es función de $\Phi^{-1/2}$. Este análisis puede aplicarse también a etapas de salidas mejoradas, conduciendo a resultados equivalentes.

En definitiva, el consumo de la etapa de corriente de todas las etapas de un amplificador operacional decrece a causa del daño por desplazamiento, siendo la única excepción el espejo de corriente Widlar. Sin embargo, este hecho no tiene importancia ya que este espejo se utiliza para obtener corrientes extremadamente pequeñas. Por tanto, este incremento es despreciable en comparación con el descenso previsto en las demás fuentes de corriente, espejos y otros elementos presentes en el circuito.

Por otro lado, una parte de las fuentes de corriente de los amplificadores son tolerantes a la radiación, lo que impide que el consumo se reduzca totalmente a 0. Por esto, el consumo de corriente desciende hasta alcanzar un límite inferior, a partir del cual el consumo no disminuye aunque prosiga la irradiación. Un buen ejemplo de ello es la gráfica asociada al amplificador OPA227 de fig. 6.9b.

Un hecho realmente interesante es la dependencia prácticamente lineal entre el inverso del consumo del amplificador operacional OPA541 y el daño por desplazamiento. Esto puede explicarse fácilmente recordando que la mayor parte del consumo de un amplificador operacional de clase A se produce en la etapa de salida. En este caso, el consumo podría expresarse como:

$$I_Q \approx (h_{FE,1} + 1)(h_{FE,2} + 1) \cdot I_{S,2} \cdot \exp((V_{BIAS} + V_{EE})/mV_T) \quad (6.2)$$

En esta expresión, se tiene en cuenta que existe un par Darlington en la etapa de salida en lugar de un simple transistor. Primero, aceptemos que $h_{FE,X} \gg 1$ por lo que:

$$\frac{1}{I_Q} \approx \frac{1}{h_{FE,1}} \frac{1}{h_{FE,1}} \frac{1}{I_{S,2}} \frac{1}{\exp((V_{BIAS} + V_{EE})/mV_T)} \quad (6.3)$$

Aplicando (3.37):

$$\begin{aligned} \frac{1}{I_Q} &\approx (1 + K_{h,1} \cdot \Phi) \cdot (1 + K_{h,2} \cdot \Phi) \frac{1}{I_{S,2} \cdot \exp((V_{BLAS} + V_{EE})/mV_T)} = \\ &= (1 + (K_{h,1} + K_{h,2}) \cdot \Phi + K_{h,1} \cdot K_{h,2} \cdot \Phi^2) \cdot \frac{1}{I_{S,2} \cdot \exp((V_{BLAS} + V_{EE})/mV_T)} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Se han utilizado dos constantes de daño diferentes pues las corrientes de base de los transistores son muy diferentes y en el primer transistor hay mayor influencia de las corrientes de generación-recombinación. Por tanto, $K_{h,1} \gg K_{h,2}$ y la expresión anterior puede reducirse a:

$$\frac{1}{I_Q} = (1 + K_{h,1} \cdot \Phi) \cdot \frac{1}{I_{Q,0}} \quad (6.5)$$

Al realizar el ajuste por mínimos cuadrados, se deduce que $1/I_{Q,0} = 0.09 \text{ mA}^{-1}$ y $K_{h,1} \approx (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$, que coincide con los valores mostrados en el capítulo 2. Hay que resaltar que esta expresión es válida únicamente si el consumo de una etapa predomina sobre las otras. Esto sólo ocurre generalmente en los amplificadores de potencia por lo que no tiene sentido buscar expresiones similares en los amplificadores de pequeña señal.

Por otra parte, la dependencia entre el consumo y las tensiones de alimentación nace del mismo fenómeno que el aumento de $PSRR+$ y $PSRR-$. De acuerdo con lo explicado en el apartado correspondiente, la disminución del coeficiente Early de los transistores que forman las fuentes de corriente conlleva una dependencia creciente de las tensiones de alimentación. Este hecho, utilizado para clarificar el incremento de $PSRR+$ y $PSRR-$, puede aplicarse también para justificar la dependencia creciente del consumo de corriente en los amplificadores irradiados: Si cada fuente depende de las tensiones de alimentación, la suma de todas las corrientes debe mostrar la misma dependencia.

Habitualmente, el consumo de corriente se estudia en componentes CMOS irradiados con radiación ionizante, puesto que aquél se incrementa por los fenómenos descritos en ap. 3.8.4. Paradójicamente, al cambiar el tipo de daño y la tecnología, se predice el fenómeno opuesto, demostrado experimentalmente en esta memoria. Este fenómeno también ha sido encontrado por otros autores: Johnston describe el mismo resultado en el amplificador LM108, aunque el autor no da generalidad al fenómeno [Joh76].

Por otra parte, la reducción del consumo de corriente se ha relacionado con la reducción de la ganancia de los transistores. Evidentemente, ese descenso también aparece en los transistores irradiados con radiación ionizante. Esta predicción se apoya en otros trabajos como los de Sharp [Sha02] y Menicelli [Men00]. Sharp mostró que algunos amplificadores irradiados con ^{60}Co sufren un descenso del consumo, que puede llegar a ser del 30 % al llegar a 10 kGy. A partir de esta dosis, el consumo se incrementa grandemente a causa de la creación de corrientes de fuga en el óxido epitaxial.

Sin embargo, hay un hecho que parece contradecir los resultados anteriores. Lee mostró que el amplificador OPA241 sufría un incremento en el consumo de corriente al ser irradiado con radiación ionizante [Lee98]. Sin embargo, este amplificador es de micropotencia y su consumo es menor de $20 \mu\text{A}$. Esta corriente es 100 veces inferior a la que consumen otros amplificadores operacionales como los examinados por Sharp y las corrientes de fuga en el óxido superan rápidamente al consumo de corriente del amplificador no irradiado.

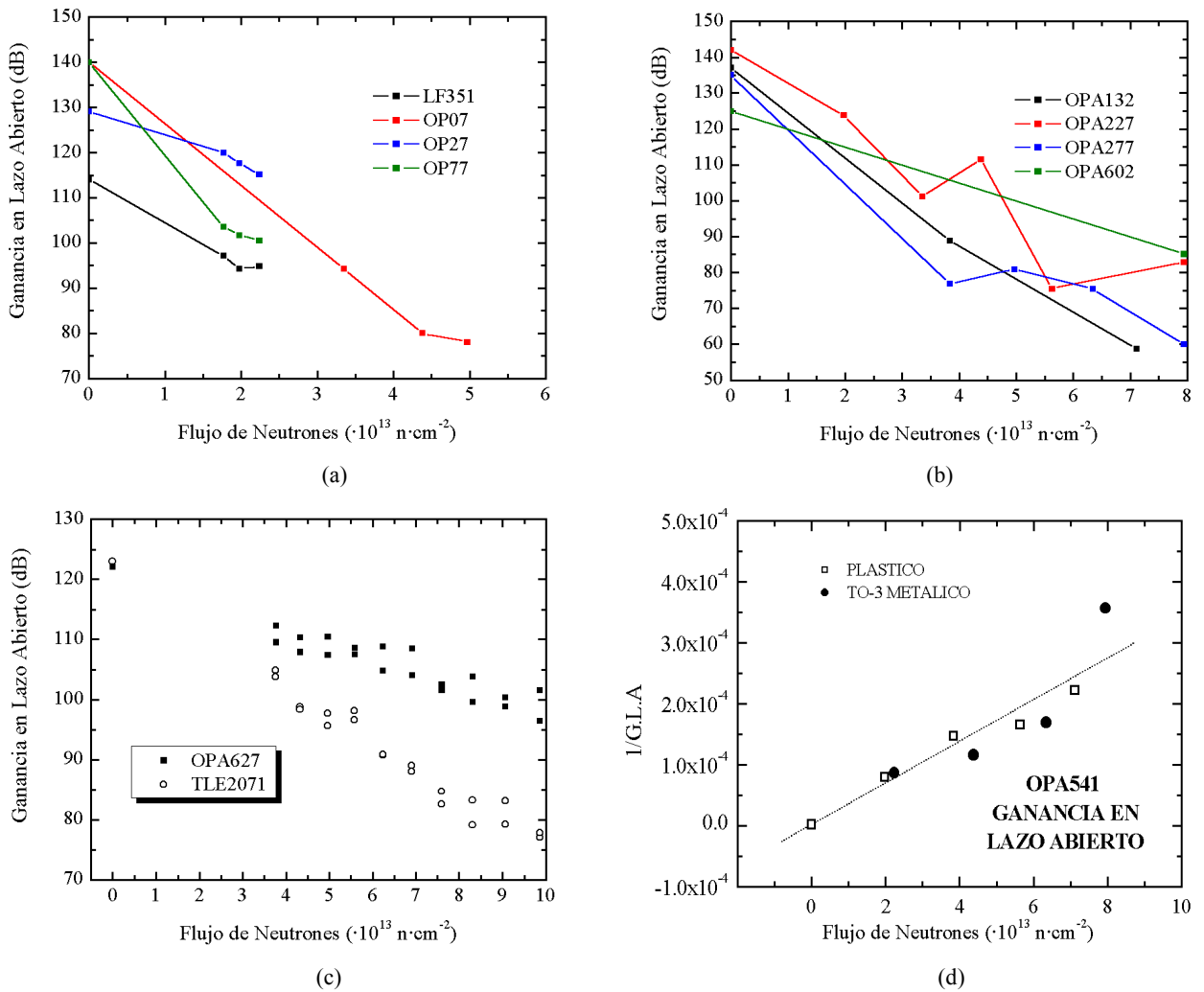


Fig. 6.13: Evolución de las ganancias en lazo abierto de diversos amplificadores operacionales irradiados.

6.4 Ganancias en lazo abierto y cerrado

La ganancia en lazo abierto es un parámetro muy importante en los amplificadores operacionales. Cuanto mayor sea, más se aproxima el amplificador a la idealidad. En este apartado se demuestra que este parámetro desciende a causa de la degradación de los componentes internos del amplificador.

De acuerdo con (4.35), la ganancia en lazo cerrado de un amplificador operacional está relacionada con la ganancia en lazo abierto. Durante la irradiación, se realizaron barridos de tensión en la entrada del amplificador operacional y se determinó cual era el valor de la ganancia

en lazo cerrado en cada instante. Como se verá posteriormente, la evolución de este parámetro puede relacionarse con la ganancia en lazo abierto.

6.4.1 Datos experimentales de las ganancias

Este parámetro se determinó mediante los métodos sugeridos por las distintas compañías [Tob71, Int96]. Para ello, los amplificadores operacionales se colocaron en la red de realimentación apropiada, se polarizaron con $\pm V_{CC} = \pm 15$ V y se tomaron valores para $V_{OUT} = \pm 10$ V. En algunos casos, fue imposible obtener un valor debido a la no linealidad del amplificador.

La evolución de este parámetro para distintos amplificadores se muestra en fig. 6.13a-d. En ellas, se observa que la ganancia cae a causa del daño por radiación, lo que inutiliza prácticamente el amplificador operacional.

Durante la irradiación, los amplificadores operacionales de pequeña señal se encontraban en una red no inversora (fig. 4.21) con resistencias de 100 k Ω y 1 k Ω . Por tanto, su ganancia ideal era 101 aunque esta podía cambiar levemente a causa

de la tolerancia de las resistencias. La ganancia en lazo cerrado de los amplificadores operacionales fue medida por medio de un barrido de tensión de la entrada con extremos -10 mV y 10 mV y paso de 1 mV. En cambio, los amplificadores operacionales de potencia se encontraban polarizados como seguidores de tensión y estaban cargados con una resistencia de 5.1 Ω . El barrido se realizaba entre ± 5 V con un paso de 1 V.

En general, la ganancia en lazo cerrado se mantiene estable hasta que se produce la destrucción del amplificador. Sin embargo, en algunos amplificadores pudo observarse un ligero descenso en el valor de esta ganancia, tal y como se muestra en fig. 6.14.

6.4.2 Justificación teórica del descenso de las ganancias

En ap. 4.3.4, se vio que la ganancia de las etapas diferenciales de un amplificador operacional son proporcionales, bien a la corriente de polarización I_{EE} , bien a su raíz cuadrada $I_{EE}^{1/2}$, o bien a la tensión Early de los transistores bipolares. En el caso de que la etapa de ganancia sea un par Darlington, será proporcional al producto de las ganancias h_{FE} de los transistores del par.

La disminución de la ganancia en lazo abierto aparece de forma inmediata. En ap. 6.3, se demostró que las salidas de las fuentes y espejos de corriente disminuían por el daño por desplazamiento. Asimismo, la ganancia de los transistores bipolares también decrece con la

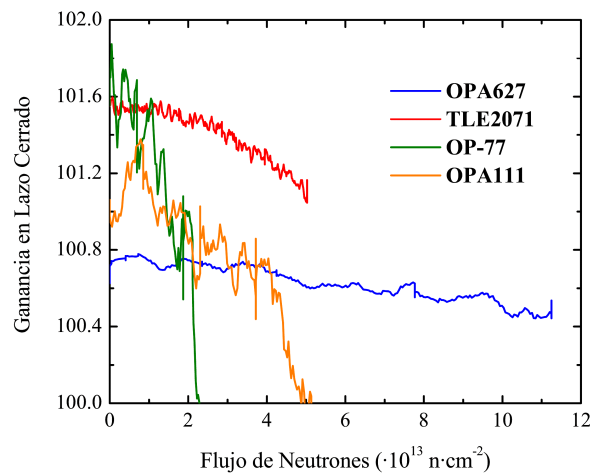


Fig. 6.14 : Ganancia en lazo cerrado de diversos modelos de amplificador operacional irradiado

radiación. Dado que todas las partes del amplificador se degradan, la ganancia en lazo abierto debe decrecer también, tal y como muestran los resultados experimentales.

En fig. 6.13d se ha representado el inverso de la ganancia en lazo abierto del amplificador operacional OPA541 para comprobar si podía realizarse un ajuste similar al hallado en el consumo de corriente. Sin embargo, se puede ver que el ajuste fracasa ya que no se han tenido en cuenta dos fenómenos: En primer lugar, la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales sólo tiene sentido si la relación $V_{OUT} = F(V_+ - V_-)$ es lineal, hecho que no ocurre en muchos amplificadores operacionales irradiados (p.e. PA61). Por otro lado, el éxito del ajuste en el anterior apartado radicaba en que las corrientes consumidas en las distintas etapas *se suman* y se pueden despreciar todas las corrientes menores en beneficio de la predominante. En cambio, las ganancias de las distintas etapas *se multiplican* por lo que la función exacta $G_{OL} = F(\Phi)$ requiere un número mayor de términos no lineales.

A semejanza del consumo de corriente, el origen primario del descenso de la ganancia en lazo abierto es la reducción de la ganancia en corriente h_{FE} de los transistores bipolares, que aparece también en el caso de que los transistores sean irradiados con radiación ionizante. Se prevé en consecuencia que la ganancia en lazo abierto disminuye con este tipo de radiación.

Esta predicción teórica ha sido comprobada experimentalmente por diversos autores [Sau00, Sha97]. Sin embargo, es imposible que la reducción de A_{OL} mostrada en esta memoria sea causado por efecto de la radiación gamma residual. Esta afirmación se basa en el hecho de que los anteriores autores requirieron una dosis del orden de 100 kGy para obtener resultados similares a los observados en los amplificadores radiados con neutrones, en los que la radiación residual era del orden de 2-3 kGy. Además, durante la irradiación con ^{60}Co se alcanzó una dosis de 19 kGy (air) y, aunque se observó el decrecimiento de la ganancia en lazo abierto, en ningún momento observó un descenso tan acusado. P. e., un amplificador operacional OP27 que recibió irradiado con ^{60}Co sufrió un descenso de 3.4 V/ μV hasta 3.1 V/ μV . En cambio, un amplificador del mismo tipo que recibió una dosis de $2.24 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ y 1.6 kGy (air) mostró un descenso desde 3.8 V/ μV hasta 0.57 V/ μV .

La evolución de la ganancia en lazo cerrado puede explicarse fácilmente atendiendo al descenso de la ganancia en lazo abierto. Si se acepta que la ganancia en lazo cerrado ($K+1$) es despreciable frente a la ganancia en lazo abierto incluso en los amplificadores más irradiados, se cumplirá que la expresión (4.35) se transforma en:

$$A_{CL} \approx (K+1) \cdot (1 - (K+1) \cdot A_{OL}^{-1}) \quad (6.6)$$

En esta ecuación, el valor de la ganancia en lazo cerrado A_{CL} disminuye a medida que lo hace A_{OL} . De acuerdo con fig. 6.13c, los amplificadores operacionales OPA627 tienen una ganancia en lazo abierto de 90 dB (31600 V/V) con un flujo de $10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Esto implica que se debe observar en A_{CL} un descenso de 0.3 unidades frente al valor inicial, 101. Como puede apreciarse, este valor coincide con el obtenido experimentalmente en fig. 6.14.

Este último fenómeno también aparece cuando el amplificador es irradiado con radiación gamma, tal y como puede hallarse en la literatura relacionada [Hie97]. Según Hiemstra, un amplificado operacional OPA37, tras recibir una dosis de 10^6 Gy, sufre una reducción del 0.1% en la ganancia en lazo cerrado. De acuerdo con este trabajo, la reducción de la ganancia en lazo abierto es inapreciable con dosis del orden de las mostradas en esta memoria.

6.5 Comportamiento en frecuencia de un amplificador irradiado

Uno de los fenómenos asociados a la irradiación de componentes electrónicos es el empeoramiento de la respuesta en frecuencia de los dispositivos bipolares [Fac00]. En este apartado, se mostrará la evolución de f_u y $S.R.$ de los amplificadores operacionales irradiados, así como la aparición de realimentación positiva en algunos amplificadores.

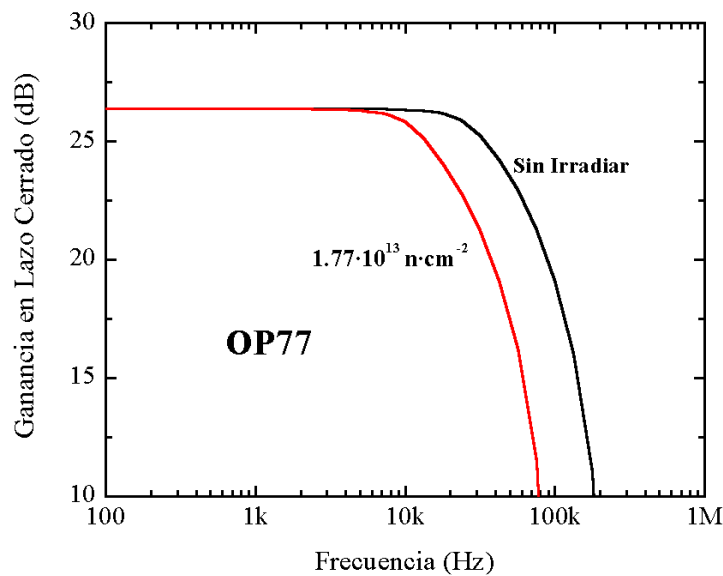


Fig. 6.15: Variación de la respuesta en frecuencia en un amplificador operacional OP77 irradiado.

6.5.1 Evolución de la frecuencia de ganancia unidad y de slew rate

Se sabe desde hace bastante tiempo que la frecuencia de ganancia unidad f_u de los amplificadores operacionales decrece si un amplificador operacional sufre daño por desplazamiento [Den00]. Este hecho se constató en los modelos irradiados, tal y como muestra fig. 6.15. En ella, se ha representado la ganancia en lazo cerrado de un amplificador operacional OP77, en configuración no inversora con $R_1 = 100\text{k}$ y $R_2 = 10\text{k}$, antes y después de la irradiación. Puede apreciarse que la frecuencia de caída de 3 dB se ha desplazado hacia la izquierda.

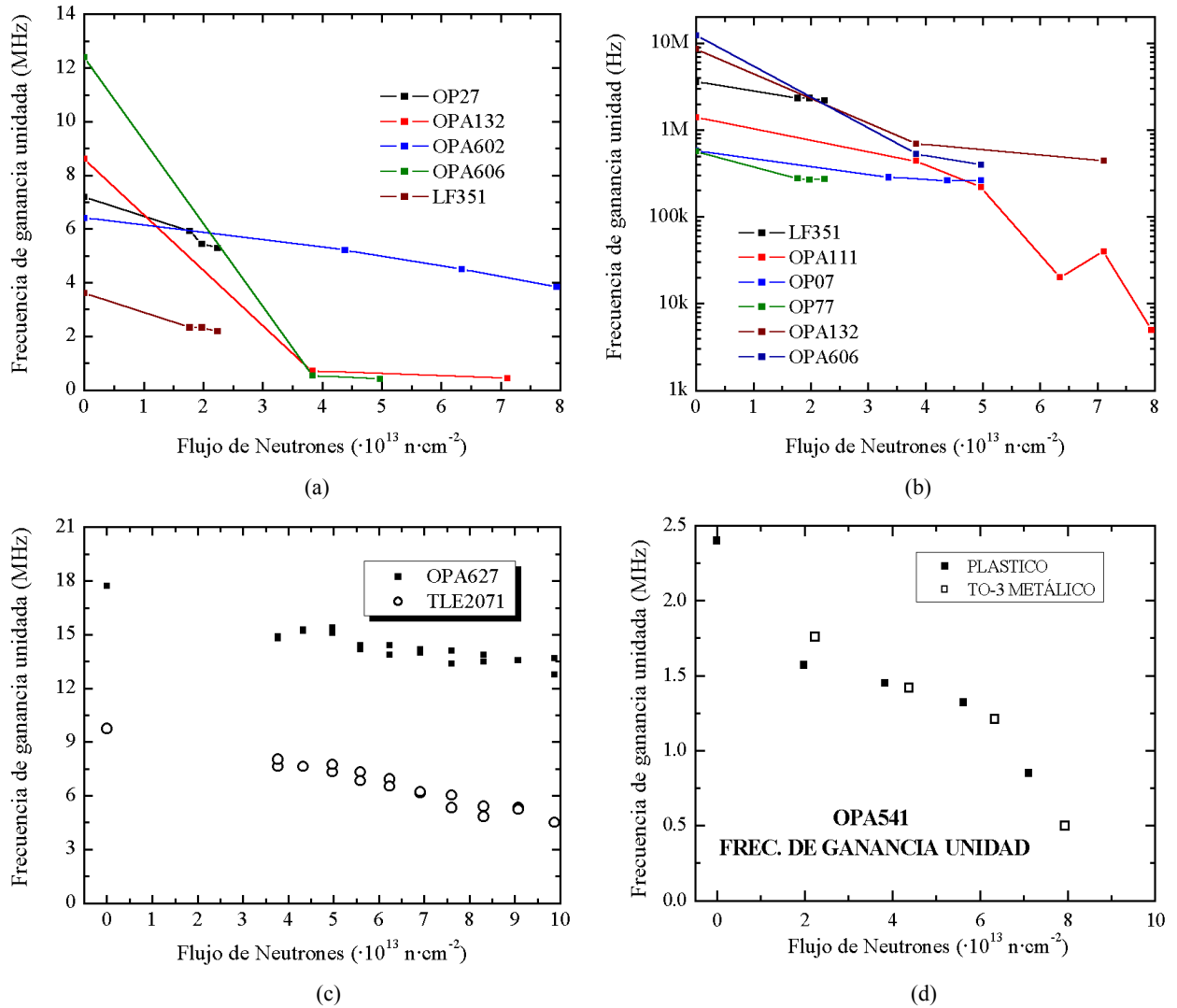


Fig. 6.16a-d : Evolución de la frecuencia de ganancia unidad medida en diversos amplificadores operacionales irradiados.

Se observó un cambio similar en todos los amplificadores operacionales examinados, tal y como muestra fig. 6.16a-d. Sin embargo, no todos los amplificadores se comportan de la misma manera. En algunos casos, el descenso observado es leve incluso cuando las dosis de radiación son muy altas (OP602, OPA627) en tanto que, en otros modelos como OPA111, el descenso puede hacer que el valor de f_u descienda hasta valores casi 40 veces inferiores al inicial. Por otro lado, el hecho de que un amplificador tenga un valor de f_u inicial muy elevado no es garantía de que esta propiedad se mantenga tras la irradiación, tal y como se deduce al comparar las gráficas asociadas a los amplificadores OPA602 y OPA606.

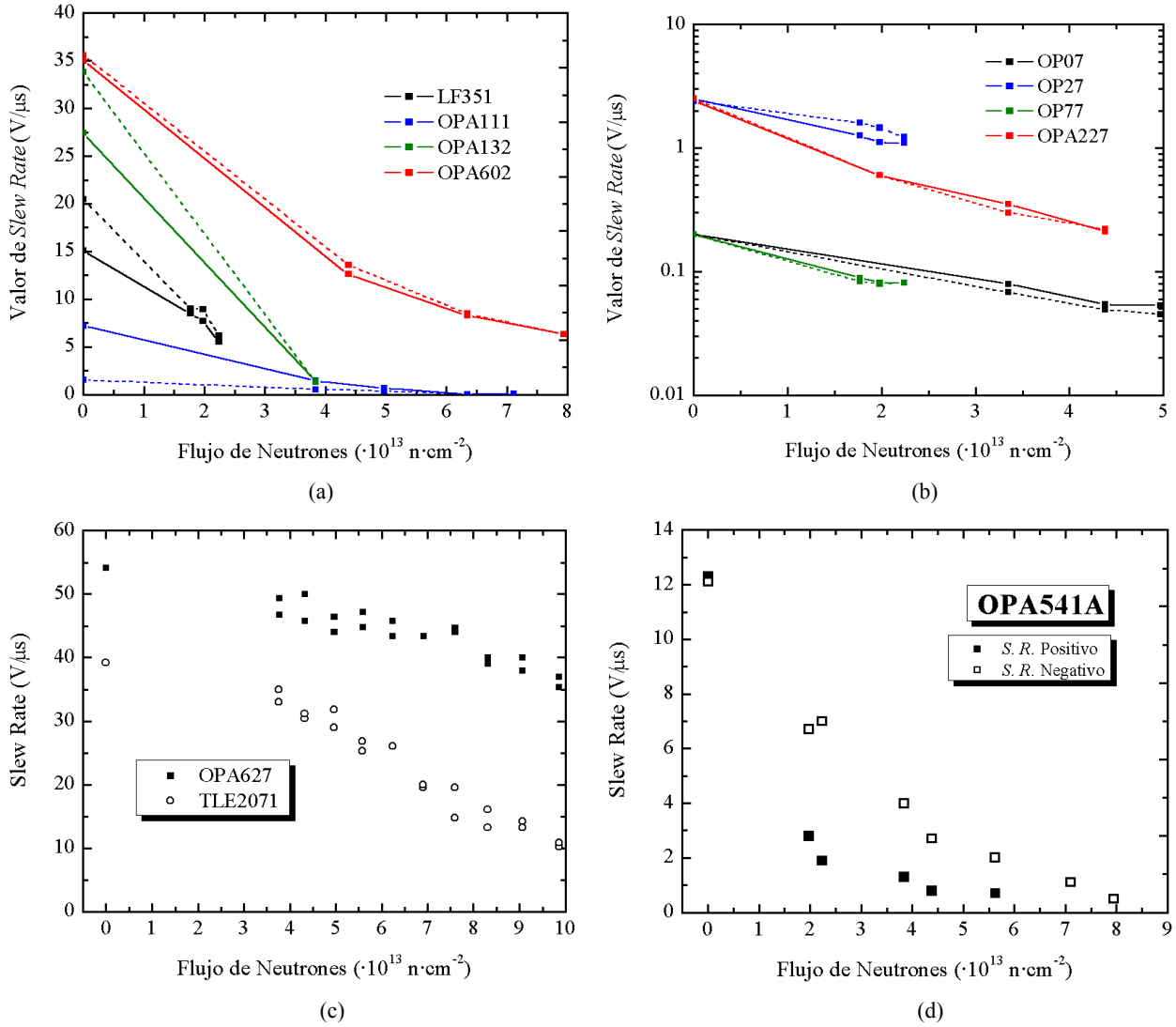


Fig. 6.17a-d: Evolución del slew rate en los amplificadores operacionales irradiados. En las figuras (a) y (b), las líneas discontinuas corresponden al valor de slew rate negativo.

Se produjo un descenso del valor de *slew rate* de los amplificadores tras la irradiación, hecho que se muestra en fig. 6.17a-d. En el caso de los amplificadores bipolares, se estimó la relación SR/f_u , que se muestra en tabla 6.2. No se han incluido los amplificadores OPA227 y OPA277 puesto que fue imposible medir de forma fiable el valor de *slew rate*. En los amplificadores no irradiados, este coeficiente es muy próximo a 0.327, como predice (4.41). Sin embargo, a medida que progresa la irradiación, este cociente va decreciendo hacia valores menores.

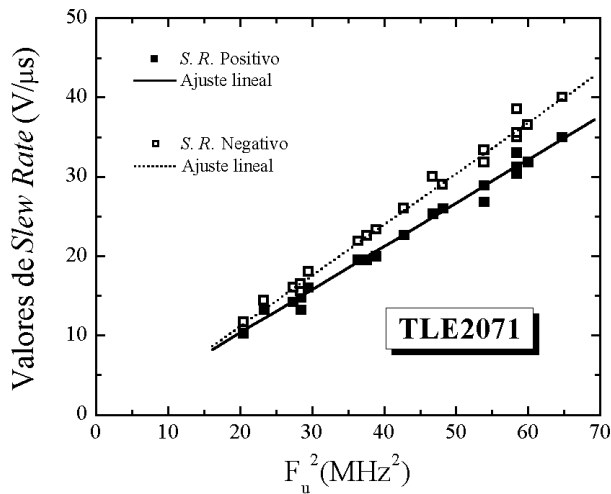
En el caso de los amplificadores con entrada JFET, la relación es cuadrática y la constante de proporcionalidad depende de cada transistor (4.42). Dado que $K = SR/f_u^2$ es inmune a la radiación, este coeficiente se debe mantener en los amplificadores irradiados. En algunos casos, no había suficientes muestras en las que se pudiese medir el *slew rate* correctamente, bien por que las muestras hubiesen sido destruidas (OPA132), o bien por que la influencia del polo dominante fuese significativa (OPA111). En otros casos, el rango de valores de la frecuencia de

Tabla 6.2: Relación entre el Slew rate y la frecuencia de ganancia unidad en los amplificadores bipolares

OP07					
Φ	f_u	SR pos	SR neg	SRp/ f_u	SRn/ f_u
0.000	0.576	0.200	0.200	0.347	0.347
3.350	0.284	0.079	0.068	0.278	0.239
4.380	0.260	0.054	0.049	0.208	0.188
4.970	0.260	0.053	0.045	0.204	0.173

OP27					
Φ	f_u	SR pos	SR neg	SRp/ f_u	SRn/ f_u
0.000	7.200	2.500	2.400	0.347	0.333
1.770	5.920	1.260	1.600	0.213	0.270
1.980	5.440	1.110	1.460	0.204	0.268
2.240	5.290	1.100	1.230	0.208	0.233

OP77					
Φ	f_u	SR pos	SR neg	SRp/ f_u	SRn/ f_u
0.000	0.564	0.200	0.200	0.355	0.355
1.770	0.276	0.089	0.083	0.322	0.301
1.980	0.268	0.081	0.079	0.302	0.295
2.240	0.271	0.081	0.081	0.299	0.299
$\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	MHz	V/ μs	V/ μs		

Fig. 6.18 : Relación entre *slew rate* y frecuencia de ganancia unidad en el amplificador operacional TLE2071. Los adjetivos positivo y negativo se aplican según se mida el valor de *slew rate* aumentando o disminuyendo la tensión de salida.

ganancia unidad no era lo suficientemente amplio para garantizar la fiabilidad del ajuste lineal (OPA627). Sin embargo, ninguna de estas trabas aparecían en el amplificador TLE2071: Más de 20 muestras operativas, valores de f_u^2 entre 16 y 64 MHz², etc. Fig. 6.18 muestra la relación existente entre SR (V/ μs) y f_u^2 (MHz²), que pueden ajustarse a una línea recta $SR = A + Bf_u^2$, siendo $A = -0.6 \pm 0.8$, $B = 0.55 \pm 0.02$ si el *slew rate* es positivo, y $A = -1.6 \pm 0.8$, $B = 0.64 \pm 0.02$ si es negativo. Puede verse que la relación (4.42) se cumple, al menos, en este amplificador aunque es probable que se siga cumpliendo en los demás amplificadores de entrada JFET.

6.5.2 Justificación teórica

La causa del empeoramiento en frecuencia de un amplificador operacional radica en la misma que la reducción de la ganancia y del consumo de corriente: La degradación de los espejos internos de corriente. De acuerdo con (4.33-4.34), la frecuencia de ganancia unidad de un amplificador operacional bipolar es proporcional a la corriente de alimentación de la etapa de entrada, $I_{EE,IN}$, o a $I_{EE,IN}^{1/2}$ en los amplificadores de entrada JFET. El resto de parámetros presentes en ambas

expresiones son constantes físicas o prácticamente insensibles al daño por desplazamiento.

Por tanto, el descenso de la corriente de polarización de la etapa de entrada, estudiado en los apartados anteriores, implica un empeoramiento de la respuesta en frecuencia de un amplificador operacional. Por otra parte, de acuerdo con (4.40), el valor de *slew rate* es proporcional a $(I_{EE,IN})^\alpha$, $\alpha = 1/2, 1$. En consecuencia, este parámetro también debe decrecer con la radiación, como se ha mostrado en los datos experimentales.

Una consecuencia adicional de este conjunto de relaciones es la dependencia existente entre los valores de S.R. y f_u . Como vimos, la relación teórica inicial se cumple en todos los

amplificadores operacionales bipolares. Sin embargo, a medida que progresa la irradiación, esta relación desciende hasta valores cercanos menores ($0.327 \rightarrow 0.200$). La causa de este hecho debe buscarse en el método del cálculo del valor de $S.R.$ La suposición inicial de ap. 4.3.7 era que sólo la etapa de entrada contribuía a cargar y descargar el condensador C_X . Sin embargo, modelos más rigurosos de los amplificadores operacionales [Smi94, Gre97 pp.166] permiten incluir parámetros como otras fuentes de corriente de la etapa de entrada, resistencias de emisor, etc, de las que se deduce una relación no lineal entre el valor de $S.R.$ y f_u , así como una dependencia del sentido de cambio de la señal, etc. De acuerdo con estos modelos, se aprecia que el amplificador se acerca más a la idealidad cuanto mayor sea la corriente de alimentación de la etapa de entrada. Por esta causa, a medida que ésta disminuye, las no idealidades adquieren mayor importancia, haciendo que la relación $S.R./f_u$ se aleje de 0.327.

En los amplificadores de entrada JFET, el problema de *slew rate* no es tan grave como en los amplificadores bipolares. La causa está en que su etapa de entrada podía ser alimentada con una corriente bastante elevada sin afectar a las corrientes de polarización de las entradas I_{B+} e I_{B-} . A partir de este hecho, se puede explicar fácilmente por qué la relación $S.R. = K \cdot f_u^2$ se verifica con exactitud en el amplificador TLE2071. Es perfectamente posible incorporar otros parámetros adicionales a la ecuación, cuya importancia aumentaría a medida que la corriente de alimentación disminuye. Sin embargo, esta corriente es muchísimo más alta que la de los amplificadores bipolares. En consecuencia, las no idealidades son despreciables incluso en los amplificadores JFET más irradiados.

La reducción del valor de *slew rate* y del producto ganancia ancho de banda es un hecho bastante conocido en los amplificadores operacionales y ha sido apuntado por otros autores [Joh76, MA92]. Por otra parte, puesto que el empeoramiento de la respuesta en frecuencia está relacionado con la degradación de las fuentes de corriente, deberá ocurrir también al someter el amplificador a radiación ionizante. Este empeoramiento ha sido encontrado por otros autores, tanto en la frecuencia de ganancia unidad [Gun03] como en el valor de *slew rate* [Men00, Sha96, Bon97].

Finalmente, hay que resaltar un hecho curioso: La buena respuesta en frecuencia de un amplificador operacional depende únicamente de la corriente de alimentación de la etapa de entrada. Sin embargo, no hay ninguna relación con la frecuencia de ganancia unidad de los transistores del par diferencial. Por tanto, el resultado obtenido a partir de (3.38), que relacionaba la buena respuesta en frecuencia de los transistores bipolares con su tolerancia, no debe extenderse a la ligera a los amplificadores operacionales. Un ejemplo de ello es la tolerancia de los amplificadores OPA602 y OPA606 (fig. 6.16a). *A priori*, podría parecer que el segundo es más tolerante que el primero, pues tiene un valor de f_u doble del primero. Sin embargo, el modelo OP606 apenas es operativo al llegar a $4 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ en tanto que el otro puede llegar a $8 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ con un funcionamiento más que aceptable.

6.5.3 Aparición de Realimentación positiva en op amps irradiados

Un fenómeno muy curioso, y del que no se tenía ningún tipo de noticia, es la aparición de oscilaciones espontáneas en algunos amplificadores irradiados (OPA227, OPA277). Varias muestras de estos componentes recibieron una dosis de radiación entre $2.24\text{-}7.94 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Tras la irradiación, se constató que los amplificadores funcionaban correctamente si la ganancia en lazo cerrado era suficientemente alta pero, si la ganancia era baja, aparecía una oscilación en la salida.

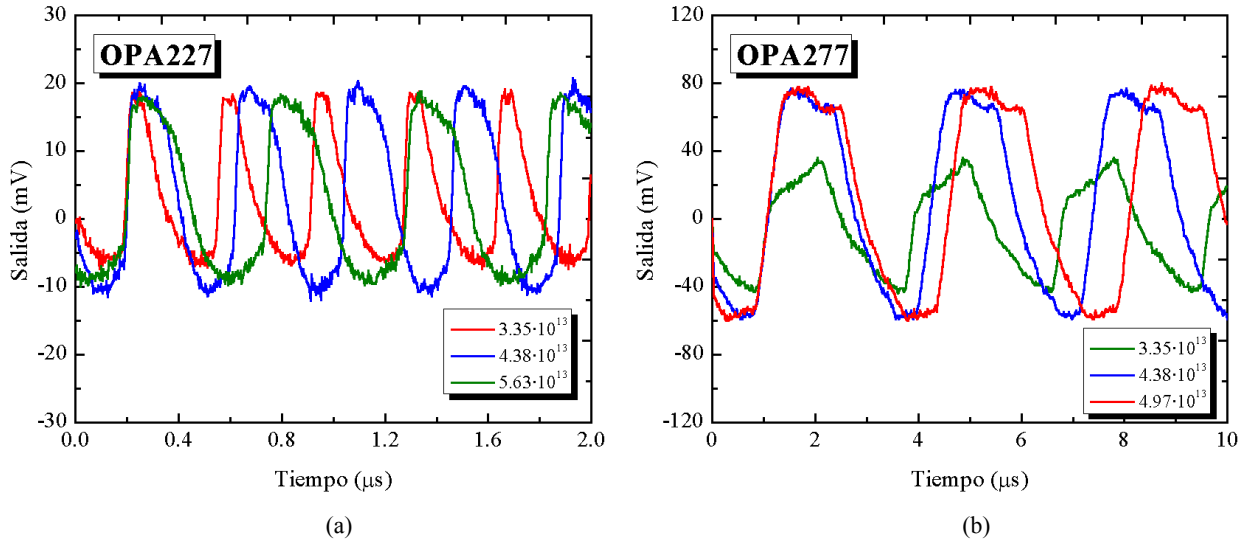


Fig. 6.19: Salida de los amplificadores operacionales OPA227 (a) y OPA277 (b), tal y como se observaría en un osciloscopio.

Fig. 6.19a-b muestra la salida de ambos amplificadores si son polarizados como seguidores de tensión con entrada unida a tierra. Las señales son periódicas, pero se encuentran fuertemente distorsionadas. A medida que aumentamos la ganancia en lazo cerrado, la amplitud de la señal parásita disminuye hasta hacerse nula. En general, estos amplificadores funcionan correctamente si la ganancia en lazo cerrado es suficientemente alta, puesto que el diagrama de Bode asociado a estos amplificadores con $K = 10$ y $K = 100$ es similar al de un sistema con un único polo.

De acuerdo con la teoría de la realimentación, examinada brevemente en el capítulo 4, las oscilaciones aparecen en sistemas en los que el desfase asociado a la frecuencia de ganancia es superior a 180° . Esto no puede acontecer en sistemas con dos polos por lo que es necesaria la presencia de, o bien de otro polo, o bien de ceros. Una explicación posible de estas oscilaciones es la siguiente: En algunos amplificadores, la compensación en frecuencia se realiza mediante la adición de un polo y un cero adicional. En estos dispositivos, la ganancia en lazo abierto debe expresarse de esta forma:

$$A(s) = \frac{A_0}{\left(1 + s/\omega_D\right)\left(1 + s/\omega_S\right)} \cdot \frac{1 + s/\omega_Z}{1 + s/T\omega_Z} \quad (6.7)$$

Siendo $T > I$ [Kuo96]. Este nuevo término adicional se consigue añadiendo circuitos RC serie o paralelo a la etapa de ganancia [Tob71]. Si se elige $\omega_S \approx \omega_Z$, se consigue desplazar el polo secundario desde ω_S hasta $T\omega_Z$. Esta función de transferencia es cuidadosamente calculada por el diseñador para evitar la aparición de realimentación positiva.

Debido a la acción de la radiación, la ganancia disminuye y los valores de los polos y ceros podrían ser desplazados de tal manera que el sistema entrase en realimentación positiva. Si la ganancia en lazo cerrado fuese suficientemente alta, el sistema recuperaría su estabilidad pues el polo dominante habría regresado hacia frecuencias más bajas y el amplificador se comportaría como un sistema con un único polo, tal y como se demostró en ap. 4.3.6.

Existe la posibilidad de que el amplificador OPA551 sufra también este tipo de fenómeno. La causa de esta afirmación debe buscarse en fig. 6.20, en la que se muestra la relación entrada-salida medida en este amplificador. En esta gráfica, se observa que el amplificador es lineal antes de la irradiación aunque se empiezan a percibir modificaciones a medida que la irradiación progresa. La gráfica deja de ser lineal si el flujo de neutrones es $10^{12} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ y, al llegar a $10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, se observa que la salida toma valores alternos entre 0 y 4 V. Este hecho podría ser explicado si apareciera una oscilación con $V_{IN} < 0$. Al realizar el barrido, se medirían de forma aleatoria ambos valores y se generarían las curvas mostradas en fig. 6.20. Desafortunadamente, las muestras irradiadas fueron destruidas y no se pudo estudiar con mayor rigor el fenómeno observado en el examen en línea.

6.6 Efectos de la radiación en la etapa de salida de un *op amp*

En los apartados anteriores se describieron los efectos de la radiación sobre las etapas de entrada y de ganancia. A continuación, se describirán los fenómenos observados en la etapa de salida de los amplificadores, tanto de pequeña señal como de potencia. Por motivos técnicos, se dividirán los dispositivos según la clase a la que pertenece su etapa.

Los parámetros de interés fueron la corriente de cortocircuito de la salida y los desplazamientos de las tensiones de saturación. No se midió la resistencia de salida.

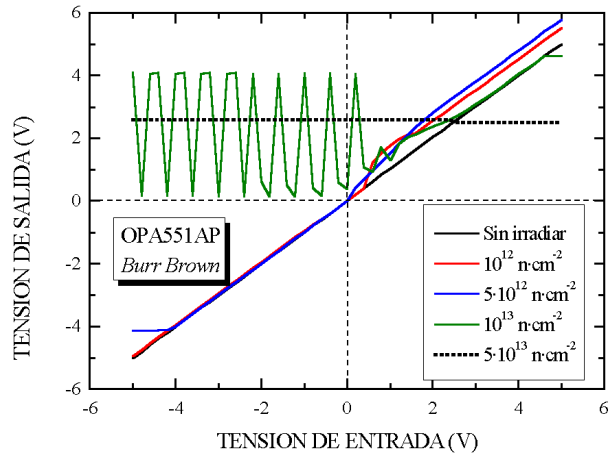


Fig. 6.20: Relación entrada-salida medida en un amplificador operacional OPA551 para distintos valores de radiación. El amplificador se encontraba polarizado como buffer, con alimentación de $\pm 15 \text{ V}$ y cargado con una resistencia de 47Ω .

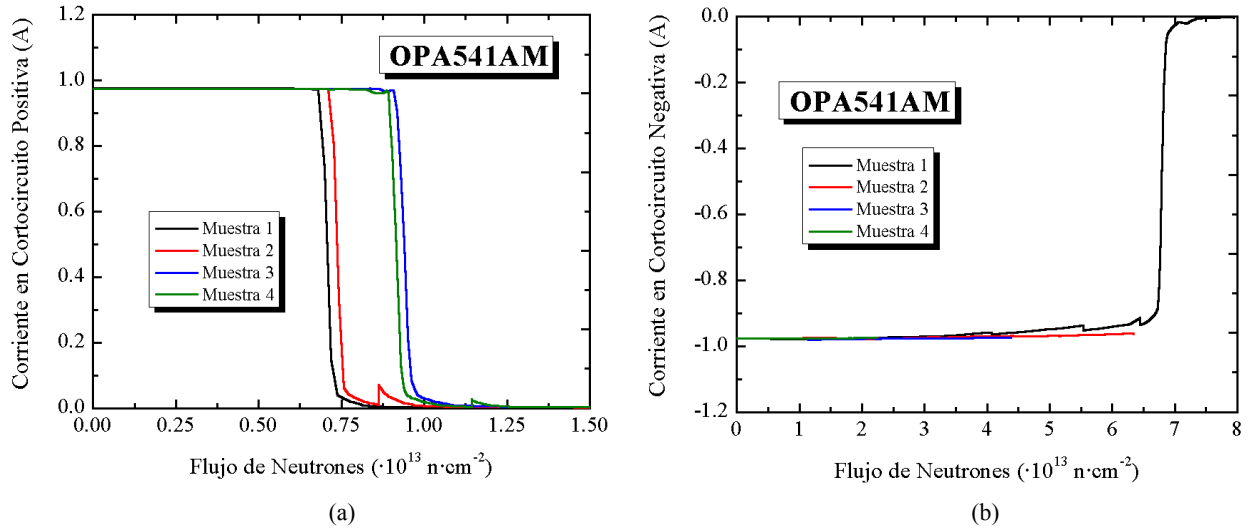


Fig. 6.21a-b: Evolución de las corrientes de salida positiva (a) y negativa (b) del amplificador operacional OPA541AM

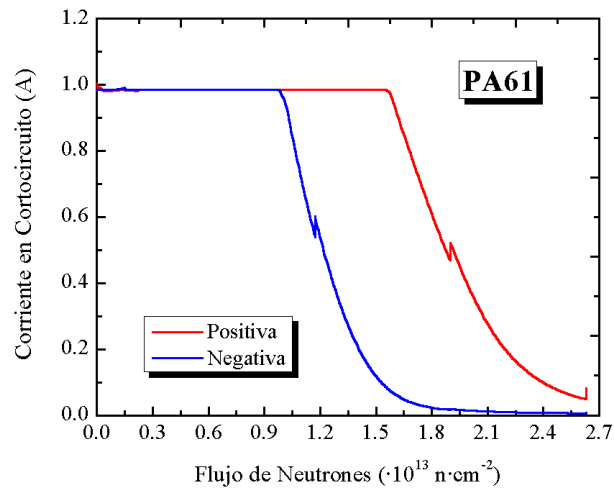


Fig. 6.22: Evolución de las corrientes de salida del amplificador operacional PA61.

La corriente de cortocircuito en la salida se midió antes y después de la irradiación en los amplificadores de pequeña señal. En cambio, en los amplificadores de potencia se realizó una medida *on-line* ya que éste es uno de los parámetros más importantes en estos dispositivos. Para ello, se cargaron los operacionales con resistencias de 5.1Ω y se realizó un barrido en la tensión de salida entre -5 y 5 V. De esta manera, se comprobaba si las ganancias en cortocircuito de los amplificadores disminuían por debajo de 1 A. Por otra parte, estos amplificadores pueden incorporar resistencias externas para limitar la corriente de salida. Estas resistencias fueron sustituidas por cortocircuitos para forzar al amplificador a dar la máxima corriente de salida.

Asimismo, en los amplificadores de pequeña señal, se determinó la dependencia existente entre I_{ShCC} y las alimentaciones V_{CC} , $-V_{EE}$.

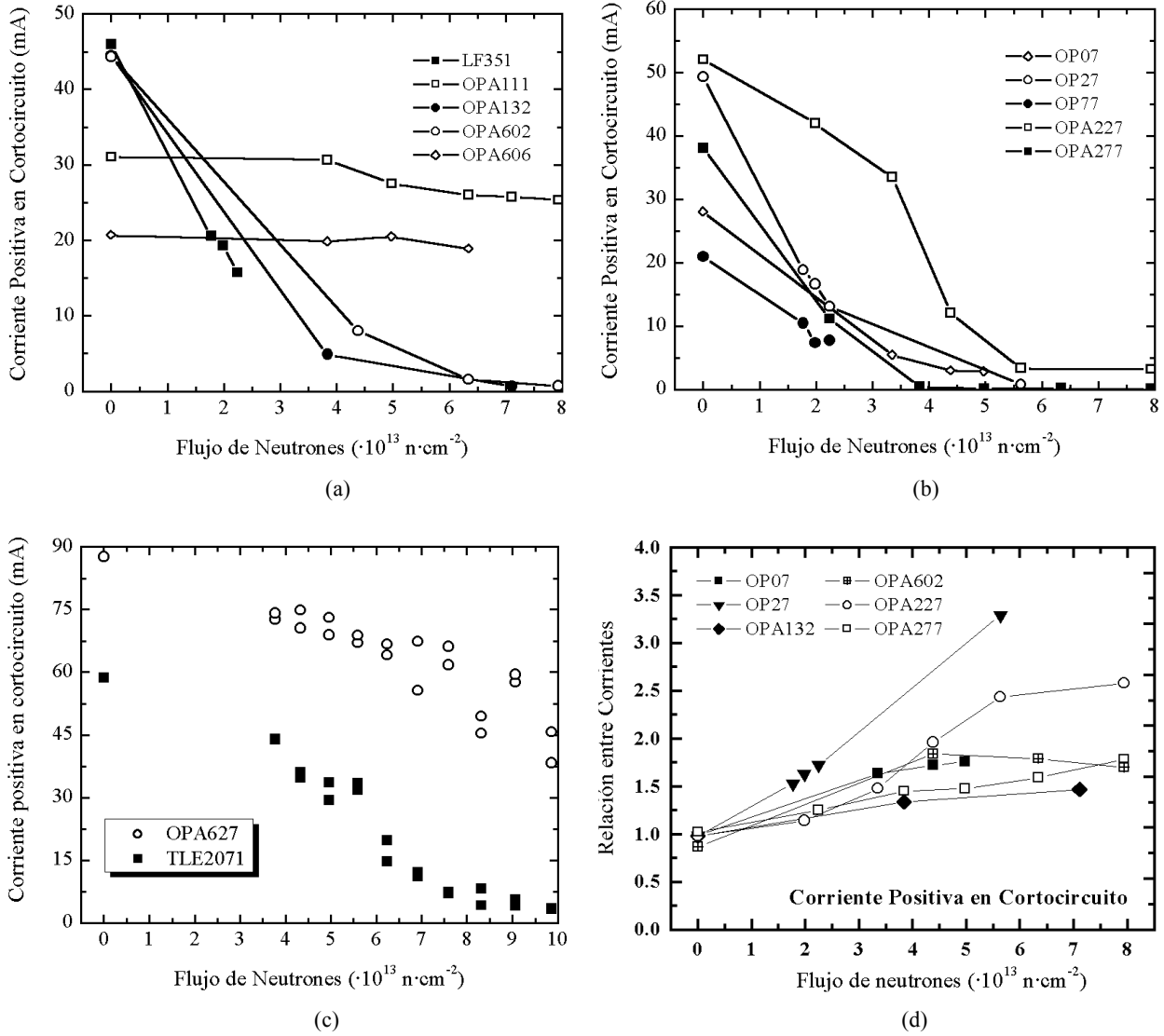


Fig. 6.23a-d: Corriente en cortocircuito positiva de diversos amplificadores operacionales de pequeña señal. (a)-(c) muestra el valor de la corriente con alimentaciones de $\pm 15 \text{ V}$. (d) muestra la relación existente entre las corrientes en cortocircuito con alimentaciones de $\pm 15 \text{ V}$ y $\pm 10 \text{ V}$.

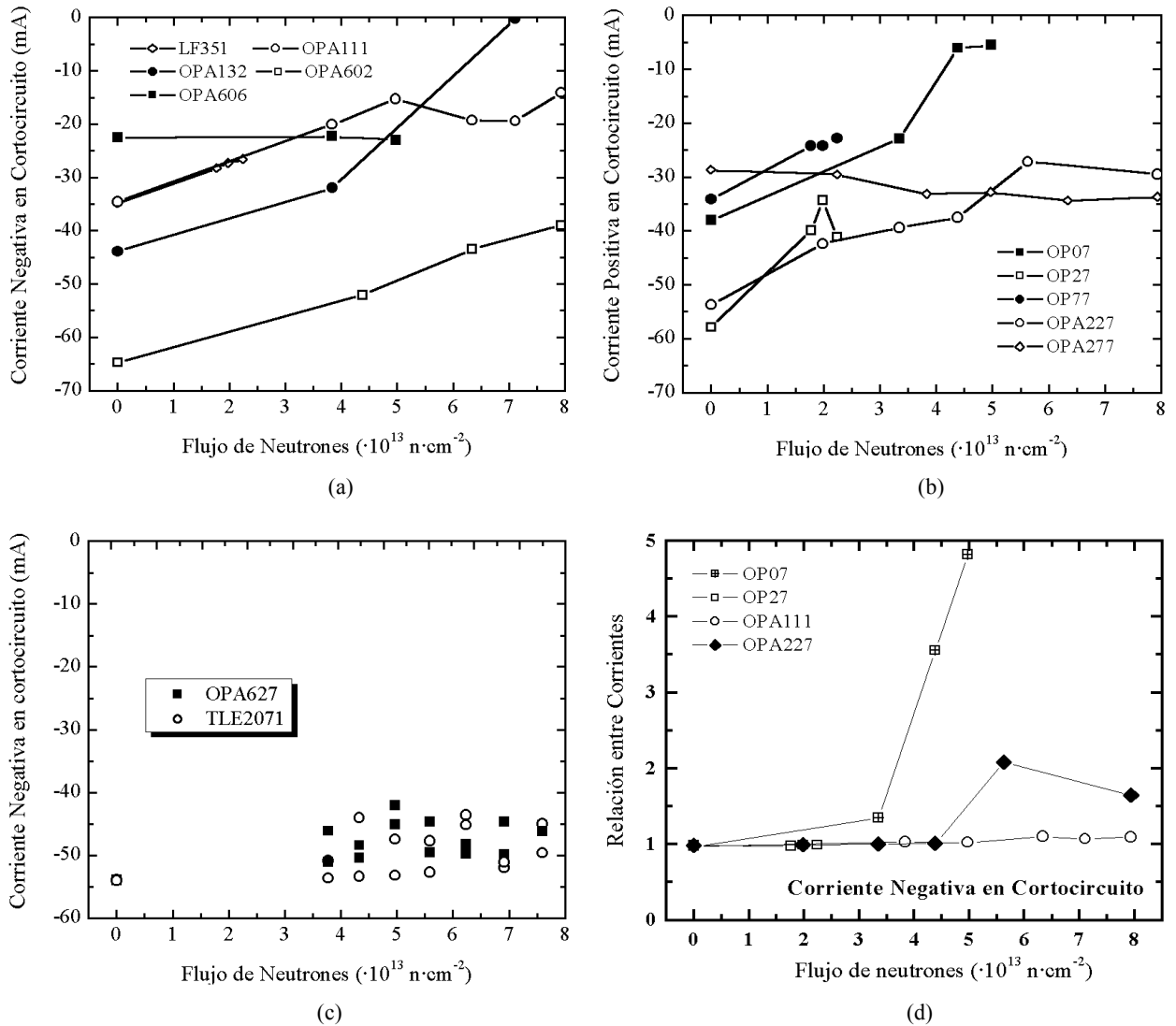


Fig. 6.24a-d: Corriente en cortocircuito negativa de diversos amplificadores operacionales de pequeña señal. (a)-(c) muestra el valor de la corriente con alimentaciones de ± 15 V. (d) muestra la relación existente entre las corrientes en cortocircuito con alimentaciones de ± 15 V y ± 10 V.

6.6.1 Amplificadores Clase A

El único amplificador de este tipo que fue sometido a irradiación fue el modelo OPA541, de Burr-Brown. Este amplificador, de entrada JFET, tiene una etapa de salida clase A similar a fig. 4.24 salvo que cuenta con pares Darlington NPN. Fig. 6.21a-b muestra la corriente de salida de los amplificadores OPA541AM irradiados. Puede observarse que la corriente positiva en cortocircuito sufría un descenso brusco en corriente de salida positiva al llegar a una dosis entre $0.7\text{-}1.0\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. En cambio, la corriente en cortocircuito negativa es superior a 1 A incluso al llegar a dosis relativamente altas de radiación ($7.0\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$), momento en el que cae bruscamente hasta 0 A. Figuras similares se obtuvieron al analizar el modelo OPA541AP, con la salvedad de que las dosis en las que se producían las caídas de corriente fueron ligeramente superiores.

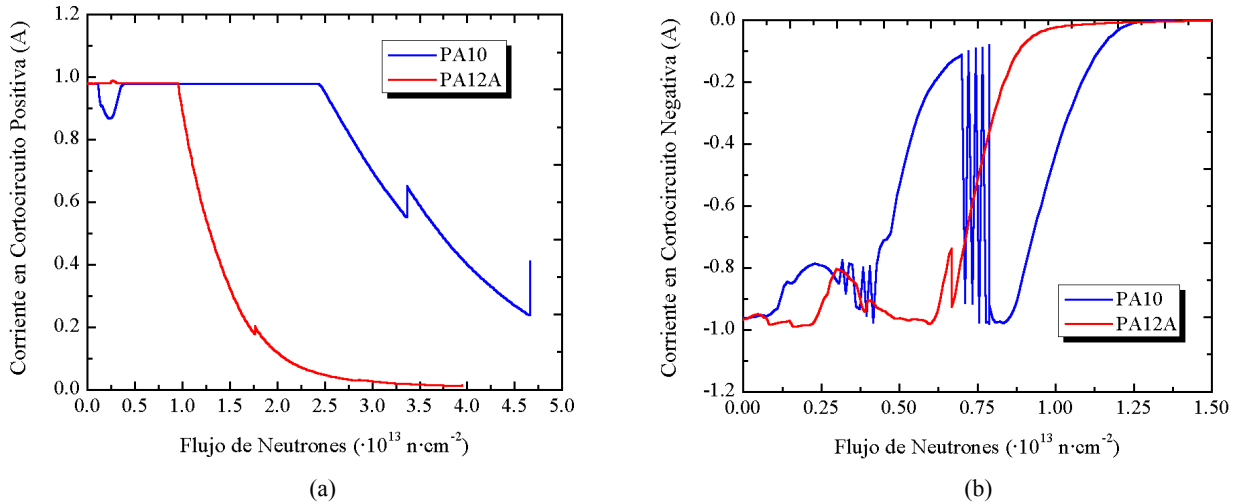


Fig. 6.25a-b: Corriente de salida positiva (a) y negativa (b) de los amplificadores operacionales PA10 y PA12A.

6.6.2 Amplificadores de Clase C

Sólo el amplificador de potencia PA61 pertenece a esta categoría. Durante la irradiación, se observó que las corrientes en cortocircuito disminuían a partir de una determinada dosis de radiación de neutrones (Fig. 6.22). Esta dosis crítica era mayor en el caso de la corriente de cortocircuito positiva.

6.6.3 Amplificadores de clase AB

La corrientes de cortocircuito positiva de los amplificadores operacionales de pequeña señal se muestran en fig. 6.23a-c. Como puede apreciarse, la corriente en cortocircuito de todos los amplificadores operacionales irradiados disminuye. Los únicos amplificadores que muestran una gran tolerancia son los modelos OPA111 y OPA606. Asimismo, en los amplificadores no irradiados apenas había dependencia entre las corrientes de salida y las tensiones de alimentación. Las únicas excepciones son los modelos LF351, OPA627 y TLE2071 pues, p.e., el modelo LF351 proporciona 32 mA si $\pm V_{CC} = \pm 10 \text{ V}$ y 46 mA si $\pm V_{CC} = \pm 15 \text{ V}$. Fig. 6.23d demuestra que los amplificadores operacionales irradiados son sensibles a las tensiones de alimentación. Curiosamente, el único en el que no aparece este incremento es el modelo LF351, que sufre una leve reducción.

El conjunto de gráficos de fig. 6.24a-c muestra que la corriente en cortocircuito negativa también disminuye apreciablemente a causa de la irradiación. Asimismo, los valores suelen ser mayores que los equivalentes positivos. Por otra parte, fig. 6.24d muestra que apenas hay relación entre este parámetro y las tensiones de alimentación. Los únicos modelos que sufren un incremento son los amplificadores OPA111 y OPA227.

Los amplificadores operacionales de potencia PA10 y PA12A se engloban también en esta categoría. La principal diferencia con los de pequeña señal radica en que tienen pares Darlington en lugar de transistores bipolares sencillos. Fig. 6.25a-b muestra la evolución de las corrientes de

salida de ambos modelos. Puede observarse que la corriente positiva es más tolerante a la radiación que la negativa, sobre todo en el amplificador PA10. En fig. 6.25a se observan pequeños picos en unas curvas, por lo demás bastante suaves, asociadas a los periodos de descanso del reactor, durante los que se producía recocido de la red cristalina del semiconductor.

Una evolución similar se observa en la corriente negativa (fig. 6.25b) aunque aparece a dosis mucho menores que en la positiva. Además, este hecho se ve complicado por la presencia de extraños picos en el amplificador PA10, cuyo origen puede comprenderse a partir fig. 6.26. En esta figura se ha representado la relación entrada-salida del amplificador PA10 para distintas dosis de radiación en el intervalo de radiación donde se observaron estos saltos. Por razones desconocidas, el amplificador funciona correctamente algunas veces si $V_{IN} = -5V$ aunque, en la siguiente toma de datos, es incapaz de absorber corriente.

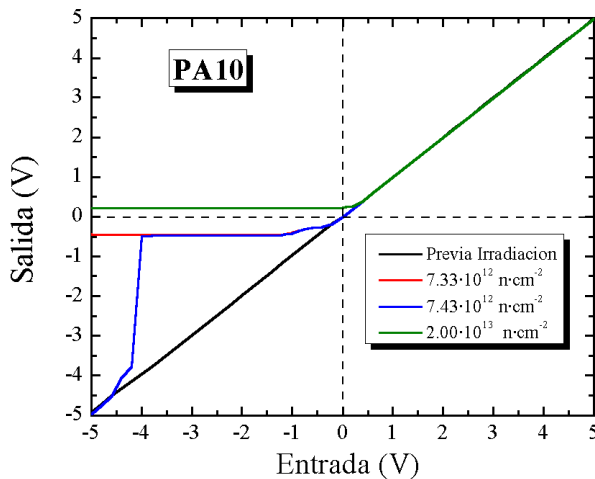


Fig. 6.26: Relación entrada-salida en el amplificador PA10 a diversos niveles de radiación.

En la mayor parte de los amplificadores irradiados, el valor de las corrientes negativas en cortocircuito tiende asintóticamente hacia un valor constante del mismo signo que el valor inicial. En otras palabras, el amplificador pierde capacidad de absorber corriente aunque esta propiedad no desaparece. Las únicas excepciones son los amplificadores PA10 y PA12A. Cuando se supera una dosis crítica, el amplificador proporciona corriente positiva incluso cuando la tensión de entrada es $-5V$. En la práctica, el amplificador se comporta como

si estuviera alimentado de forma unipolar, ya que se satura en torno a $0V$ (fig. 6.26). Curiosamente, este comportamiento aparece al alcanzar la misma dosis de radiación a la que se produjo el salto en la tensión de *offset* descrita en ap. 5.2.1. Por tanto, ambos fenómenos deben estar relacionados, tal como se demostrará posteriormente.

6.6.4 Justificación teórica de la reducción de corriente de salida

Al examinar la tabla 4.2, se observa que existe una dependencia directa de la ganancia h_{FE} de los transistores de salida en prácticamente todos los casos. En la etapa de clase A, es necesario recurrir a (4.46) para apreciar esta dependencia. De esta manera, se deduce que la corriente en cortocircuito de los amplificadores se degrada a causa de la disminución de la ganancia de los transistores internos.

Los resultados de tabla 4.2 se restringen sólo al caso de que los transistores de la etapa de salida sean sencillos. Sin embargo, se pueden aplicar a las etapas mejoradas tras realizar los siguientes cambios:

- Par Darlington: $(h_{FE} + 1) \rightarrow (h_{FE,1} + 1) (h_{FE,2} + 1)$
- Falso PNP: $h_{FE} \rightarrow h_{FE,1} h_{FE,2} + h_{FE,1} + 1$

La primera expresión es intuitiva en tanto que la segunda se obtiene de (4.21). En cualquier caso, se sigue cumpliendo que la disminución de la ganancia en corriente h_{FE} conlleva un descenso de la corriente en cortocircuito. En el caso de que el amplificador cuente con protección de sobrecarga, hay que recurrir a fig. 4.28c para comprobar que la reducción de la ganancia disminuye la corriente máxima de salida.

Asimismo, hay que resaltar que ésta no es la única causa de la reducción de la corriente en cortocircuito, aunque es sin duda la principal. Otros factores podrían intervenir para disminuir el valor de la corrientes en cortocircuito. P. e., en tabla 4.2 se observa que las corrientes de salida de una etapa AB mejorada son proporcionales a los valores de ciertas fuentes de corriente I_{Q1} e I_{Q2} . En caso de que estas corrientes se vieran afectadas por la radiación, el valor de la corriente de salida disminuiría.

Por otra parte, se demostró en ap. 4.3.8 que la corriente en cortocircuito dependía de la tensión de alimentación si la tensión Early de los transistores no era nula. Como sabemos, la tensión Early descende en los transistores bipolares irradiados. Este hecho, que justificaba el incremento de $PSRR+$, $PSRR-$ y del consumo, explica también por qué la corriente depende de la tensión de alimentación tras irradiar el amplificador.

Sin embargo, aunque los hechos anteriores permiten comprender de forma general por qué descende el valor de la corriente en cortocircuito, es necesario estudiar algunos puntos interesantes.

a) Tolerancia de OPA111 y OPA606: Anteriormente, se mencionó que los amplificadores OPA111 y OPA606 tenían una tolerancia muy alta, puesto que su valor apenas cambia ni siquiera al alcanzar los valores máximos de radiación.

No se conoce la topología interna del amplificador OPA111 por lo que no se puede avanzar ninguna hipótesis sobre su comportamiento. Sin embargo, la estructura del modelo OPA606 es pública. En ella, se descubre una estructura clase AB en la que la corriente positiva es suministrada por un par Darlington NPN y la negativa es absorbida por un falso transistor PNP formado por un JFET de canal P y un transistor NPN. Estas topologías son propias de los amplificadores de potencia y la corriente de salida debe limitarse para evitar la destrucción del amplificador. Para ello, se ha colocado una resistencia en el nodo de salida de tal manera que los valores máximos de corriente vienen marcados únicamente por esta resistencia, inmune a la radiación, y no por las ganancias de los transistores.

Esta hipótesis se ve apoyada por un hecho bastante significativo. Al comparar los valores de las corrientes de cortocircuito positivas y negativas de estos amplificadores (fig. 6.23a-6.24a), se observa que son simétricas respecto del eje X, tal y como era previsible al estar la corriente máxima controlada por una resistencia.

b) Corriente de salida negativa del amplificador OPA541A: Se vio en el tercer capítulo que los transistores de potencia son más sensibles al daño por desplazamiento que los transistores de pequeña señal. De esta manera, se justifica que la corriente de salida disminuya con mayor rapidez en los amplificadores de potencia. Así, se espera que la mayor parte de estos amplificadores muestren descensos relativos a dosis más bajas que sus equivalentes de pequeña señal. Sin embargo, hay un factor que contradice esta tónica general: La corriente en cortocircuito negativa del modelo OPA541A.

La salida de este amplificador es de clase A, siendo el valor de la corriente de salida positiva proporcional a la ganancia del par Darlington. En cambio, la corriente negativa es igual a la corriente que polariza la etapa de salida en reposo. Esta corriente es del orden de varios miliamperios, tal y como se demostró en el apartado referido al consumo de corriente. Evidentemente, si se cumpliera exactamente lo marcado en tabla 4.2, el amplificador no podría absorber varios amperios de corriente. Por este motivo, el diseñador ideó el dispositivo de tal manera que la tensión de polarización de la base del par Darlington pudiese aumentar para poder absorber la corriente necesaria a través del colector.

En consecuencia, la corriente de cortocircuito negativa no depende únicamente de la ganancia en corriente del transistor bipolar sino también de una tensión V_B . Esta influye exponencialmente en el valor de la corriente de salida, como se deduce de (4.46). Debido a esta dependencia, el sistema podría absorber mucha corriente incluso cuando la ganancia del par hubiera disminuido enormemente.

c) Comportamiento de las corrientes en amplificadores clase C: De todos los componentes examinados, los amplificadores de clase C son los más simétricos. Al comparar los valores de corriente positiva y negativa de la tabla 4.2, se observa que las expresiones son muy parecidas y que sólo se diferencian en la ganancia de los transistores. En caso de que el amplificador proporcione corriente, debe trabajar el par Darlington NPN y, en caso contrario, será el par PNP.

De acuerdo con lo visto en el capítulo 3, los transistores PNP tienen una tolerancia menor que los NPN al daño por desplazamiento, ya que tienen una ganancia mucho menor. Por tanto, es previsible que la corriente en cortocircuito negativa se vea más afectada que la primera, tal y como muestra fig. 6.22.

d) Corriente de salida negativa de los amplificadores PA10-PA12A: El resultado deducido para el anterior amplificador podría ser extendido al amplificador PA10 y PA12A. De esta forma, se explicaría por qué decrece a mayor velocidad la corriente de salida negativa que la positiva. Sin embargo, la evolución real es algo más compleja. De acuerdo con la hipótesis de la degradación del par PNP, el amplificador debería ser capaz de absorber corrientes muy pequeñas incluso cuando ha sido fuertemente irradiado. Sin embargo, ya se

comentó que la tensión de salida es mayor que 0 V a partir de una cierta dosis crítica de radiación.

Esta evolución asemeja este dispositivo a un amplificador alimentado con alimentación unipolar, que se satura un poco por encima de 0 V. La hipótesis que se propone acerca de lo que le ocurre al amplificador se expone a continuación.

El amplificador consta de un amplificador operacional primario (fig. 6.27), seguido por una etapa Push-Pull con pares Darlington con una red de desplazamiento de nivel similar a la de fig. 4.14. En caso de que el amplificador total esté absorbiendo corriente, el amplificador primario debe ser capaz de recoger tanto la corriente I_Q como la corriente de base de Q2B.

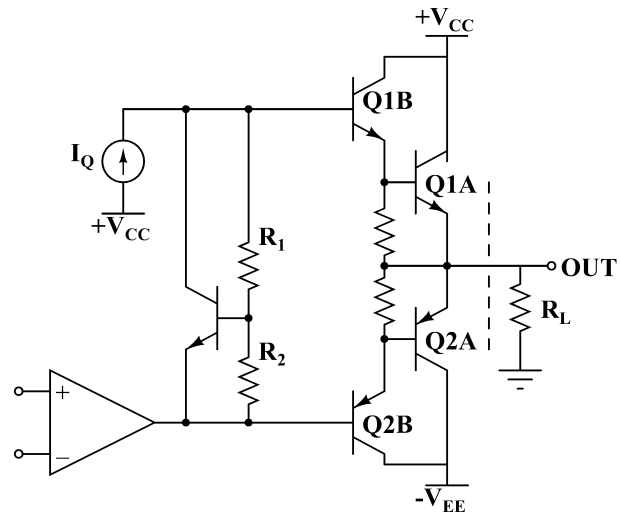


Fig. 6.27: Topología interna de un amplificador PA1X preparado para proporcionar el máximo de corriente de salida.

Imaginemos ahora que el amplificador primario ha sido dañado por la radiación y su corriente en cortocircuito negativa ha disminuido tanto que ni siquiera es capaz de absorber la corriente de polarización I_Q . En estas circunstancias, no podría circular corriente por la base del par PNP y éste nunca podría estar polarizado. En consecuencia, el amplificador total no podría trabajar en zonas de tensiones negativas.

Esta hipótesis se ve apoyada por el hecho de que la corriente I_Q consta de resistencias, un transistor NPN y un diodo Zener, que la hace bastante resistente a la radiación. Por tanto, su valor apenas se vería afectado durante la irradiación. Otro hecho importante es que la corriente tiende suavemente a 0 A y después se hace positiva, lo que descarta la intervención de un suceso aislado.

Por último, hay que mencionar que este hecho explica el salto abrupto en el valor de la tensión de *offset* de estos amplificadores (fig. 6.1d). En la primera parte de la irradiación, la etapa de salida funciona correctamente y el valor del *offset* es prácticamente nulo. Sin embargo, a medida que aumenta la dosis de neutrones, la corriente de cortocircuito negativa disminuye hasta hacerse igual a I_Q . A partir de este momento, el par PNP queda inutilizado y el antiguo amplificador tipo AB sólo conserva activo el par NPN y se convierte en uno tipo B.

Si la irradiación prosigue, la corriente que puede absorber el amplificador primario disminuye por debajo de I_Q . El exceso de corriente $I_Q - I_{ShNegINI}$ es desviado hacia Q1A, amplificada en el par Darlington y transmitida a la carga. Por tanto, la tensión de salida del dispositivo sería:

$$V_{OUT} \approx R_L \cdot h_{FE,QA1} \cdot h_{FE,QA2} \cdot (I_Q - I_{ShNeg,Ini}) \quad (6.8)$$

Dado que el amplificador operacional estaba configurado como seguidor de tensión, esta tensión se identificó como la de *offset* de la entrada.

A medida que disminuye $I_{ShNeg,Ini}$, la salida seguirá creciendo por lo que se justificaría el aumento de la tensión de *offset*. Sin embargo, no sólo decrece $I_{ShNeg,Ini}$, sino que también lo hace la ganancia de los transistores del par Darlington. Para valores muy altos de flujo de neutrones, $V_{OUT} \rightarrow 0$ ya que $h_{FE,QX} \rightarrow 0$. Este hecho justifica que la tensión de *offset* de los amplificadores PA10 y PA12A alcance un máximo y comience a decrecer si la irradiación prosigue.

Otros trabajos [Joh76, Bon97, Sha97] han hallado resultados similares a los mostrados en esta memoria tanto al irradiar con neutrones como con radiaciones ionizantes. Sin embargo, la corriente en cortocircuito no suele ser estudiada en los amplificadores irradiados, a pesar de que puede ser un parámetro clave. P. e., el amplificador OPA602 puede llegar aparentemente hasta un valor de $8 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ sin ser gravemente afectado: $V_{OS} = 7 \text{ mV}$, $I_B, I_{OS} \approx 10 \text{ pA}$, $G_{OL} = 85 \text{ dB}$, $f_u = 3 \text{ MHz}$ y $S.R. = 3.8 \text{ V}/\mu\text{s}$. Esto permitiría juzgarlo como una excelente opción para diseñar un sistema de instrumentación tolerante a radiación. Sin embargo, no puede proporcionar más de 0.8 mA . Por ejemplo, si se colocase en una red no inversora de ganancia 5.7 con $R_I = 1 \text{ k}\Omega$ y $R_2 = 4.7 \text{ k}\Omega$, la tensión de salida no podría exceder nunca de 4.56 V , pudiendo afectar seriamente al sistema completo.

6.6.5 Desplazamiento de la tensión de saturación

El valor teórico de este parámetro se estudió en ap. 4.3.9. En él, se vio que estas tensiones equivalían a la suma de tensiones CE en saturación, BE en ZAD, etc. En general, son parámetros que se ven afectados por el daño por desplazamiento pero sin sufrir cambios importantes en su valor.

En los amplificadores de pequeña señal, se observaron sólo pequeños cambios en el valor de estos dos parámetros, de apenas unos milivoltios incluso en las muestras más irradiadas. Los únicos cambios significativos se encontraron en los modelos bipolares similares al modelo OP27, en los que el valor de SVS positivo se mudó de 0.5 V a 0.1 V en las muestras más irradiadas. Asimismo, se observa una mínima dependencia de la tensión de alimentación.

En los amplificadores de potencia de

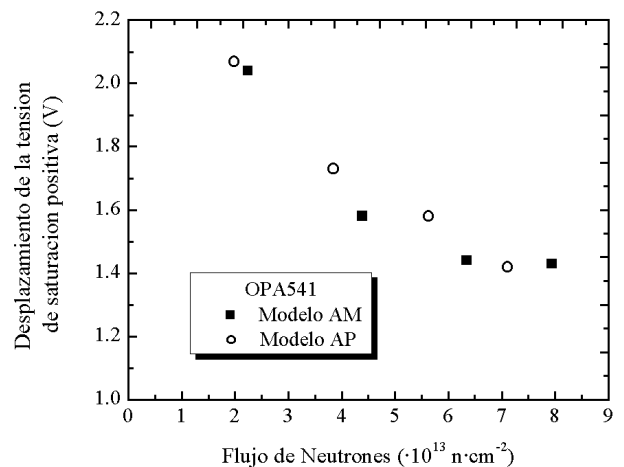


Fig. 6.28: Evolución del desplazamiento de la tensión de saturación en los amplificadores OPA541A.

Apex no se hallaron cambios significativos y lo mismo puede decirse del desplazamiento de la tensión de saturación positiva del amplificador OPA541A. En cambio, sí se hallaron cambios significativos en los valores asociados a la tensión de saturación negativa de este último dispositivo, que se muestran en fig. 6.28. Indudablemente, este comportamiento está asociado al hecho de que la salida es tipo A aunque se carecen de suficientes datos como para poder elaborar una explicación de la causa.

CAPITULO 7

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE AMPLIFICADORES DE INSTRUMENTACIÓN EN TECNOLOGÍA BIPOLAR

A pesar de que los amplificadores operacionales discretos son utilizados ampliamente en el diseño de sistemas electrónicos, en algunas circunstancias es preferible integrar el amplificador y su red de realimentación en un mismo dispositivo para mejorar sus cualidades. Un ejemplo característico de ello es *el amplificador de instrumentación*, cuya estructura se estudió en el capítulo cuarto.

En el capítulo que comienza, se mostrarán los resultados obtenidos al irradiar diversos amplificadores de instrumentación, tanto comerciales como contruidos a partir de componentes discretos tolerantes a la radiación. Posteriormente, se discutirán los datos experimentales al combinar los fenómenos descritos en el capítulo 6 con el desarrollo teórico realizado en ap. 4.4.

7.1 Modelos irradiados y tolerancia a la radiación

Se probaron diversos modelos de amplificadores de instrumentación, fabricados por las compañías Burr-Brown y Analog Devices, cuyos nombres y características se muestran en la tabla 7.1. La mayor parte de los amplificadores examinados se basan en la estructura clásica de tres amplificadores operacionales, descrita en ap. 4.4.1, excepto el amplificador AD620, basado en la estructura de fig. 4.29b.

Asimismo, se examinaron estructuras clásicas de tres amplificadores operacionales contruidas con componentes discretos. Para ello, se emplearon amplificadores OPA627 y TLE2071, cuyas altas tolerancias se mostraron en el capítulo anterior.

Durante la irradiación, se midieron la tensión de *offset* de la salida y las ganancias de ambas entradas. Las dosis de radiación que recibieron los componentes fueron similares a las alcanzadas en los amplificadores operacionales examinados en el apartado anterior.

Tabla 7.1: Amplificadores de instrumentación irradiados

Nombre	Fabricante	Puerta	Propósito	V _{OS}	I _B	Frc. (-3dB)	S.R.	Consumo	Salida
AD620A	Analog	Bipolar	Baja Potencia	30	500	120	1.2	0.9	18
AD624A	Analog	Bipolar	Precisión	100	5·10 ⁴	150	5	3.5	---
INA110K	Burr-Brown	JFET	Rápido establecimiento	100	20	470	17	3.0	25
INA111B	Burr-Brown	JFET	Alta velocidad	100	2	450	17	3.3	30
INA114A	Burr-Brown	Bipolar	Precisión	10	5	10	0.6	2.2	20
INA116P	Burr-Brown	DiFET	Muy baja corriente de entrada	500	0.003	70	0.8	1.0	5
INA118P	Burr-Brown	Bipolar	Precisión y baja potencia	10	1000	70	0.9	0.35	5
INA121P	Burr-Brown	JFET	Baja Potencia	200	4	50	0.7	0.45	14
				μV	pA	kHz	V/μs	mA	mA

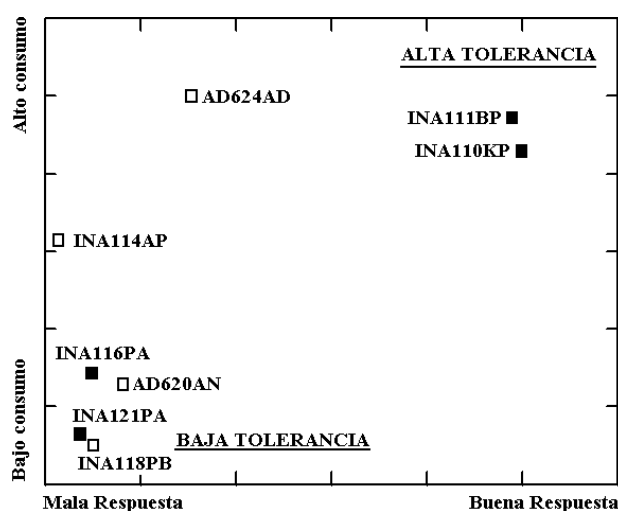


Fig. 7.1: Relación entre el consumo y la respuesta en frecuencia de las muestras con la tolerancia del amplificador. En caso de que el amplificador tenga entrada JFET, se simboliza con un cuadrado relleno de color negro.

dosis de radiación bastante menor. Los casos extremos son los modelos AD620, INA116 e INA118, que son destruidos con dosis de 10^{12} , $2 \cdot 10^{12}$ y $3.6 \cdot 10^{12}$ $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$. La destrucción de los otros amplificadores (AD624, INA121 e INA114) aconteció con un flujo de neutrones de 2.0 - $2.1 \cdot 10^{13}$ $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dado que la dosis mínima de radiación recibida por los componentes fue $2.25 \cdot 10^{13}$ $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$, sólo se disponen de datos *a posteriori* de los amplificadores INA111 e INA110.

En general, se encontró que los amplificadores eran más sensibles a la radiación si primaba la disminución del consumo en su diseño y si no tenían una buena respuesta en frecuencia. Fig. 7.1 muestra una representación bidimensional de los amplificadores en función del consumo y de la respuesta en frecuencia, que se ha calculado como $f/f_{\text{MAX}} + SR/SR_{\text{MAX}}$. f_{MAX} y SR_{MAX} son los valores máximos de cada uno de los parámetros, medidos en el conjunto de todos los amplificadores. En concreto, ambos valores correspondieron a los obtenidos en el amplificador

En general, los amplificadores de instrumentación son mucho más sensibles a la radiación que los amplificadores operacionales. Las estructuras basadas en amplificadores operacionales discretos fueron las más tolerantes puesto que funcionan correctamente tras recibir una dosis total de neutrones del orden de 10^{14} $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$. De entre todos los amplificadores de instrumentación integrados, los modelos INA111 e INA110 fueron los modelos con mayor tolerancia puesto que fueron destruidos al alcanzar una dosis de 6.0 - $7.0 \cdot 10^{13}$ $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$. En cambio, el resto de amplificadores dejan de funcionar con una

INA111. Como puede verse, cuanto más alejado esté el amplificador del origen, mayor es su tolerancia a la radiación.

7.2 Tensiones de *offset* y corrientes de polarización de la entrada

7.2.1 Tensión de *offset*. Datos experimentales y justificación teórica

La tensión de *offset* de salida de los amplificadores de instrumentación fue medida cada pocos minutos durante la irradiación. La ganancia de todos los amplificadores era determinada por una resistencia externa de 470 Ω , metálica y del 0.1% de tolerancia. De esta manera, se establecía el valor de este parámetro en torno a 107, tal y como especifica el fabricante. Las únicas excepciones fueron los modelos AD624 e INA110, en los que hay resistencias internas para fijar la ganancia en determinados valores. En ambos casos se eligió una ganancia igual a 100.

Para determinar la tensión de *offset* de la entrada, se unían todas las entradas del amplificador a tierra y se medía la tensión de salida. A continuación, este valor se dividía por la ganancia diferencial y se almacenaba en el ordenador. Durante la irradiación, las fuentes de alimentación eran ± 15 V y todas las muestras de un modelo pertenecían al mismo lote de fabricación.

Apenas se pudieron tomar datos de los amplificadores de instrumentación que fueron destruidos con mayor rapidez (AD620, INA116 e INA118). En estos amplificadores, se observa un leve crecimiento de la tensión de *offset* antes de que se produzca la destrucción del amplificador.

En el resto de amplificadores se pudo obtener un registro con gran número de datos acerca de la tensión de *offset* en función del flujo de neutrones, mostrados en fig. 7.2a-d. Puede observarse una diferencia apreciable entre el comportamiento de los amplificadores de entrada bipolar y los de entrada JFET. En los primeros (INA114), la evolución es similar en todas las muestras de los amplificadores en tanto que, en los del segundo grupo, el comportamiento es aleatorio o, al menos, tiene un comportamiento bastante complejo.

La diferencia en el comportamiento de los amplificadores es sencilla de explicar si extrapolamos los datos del capítulo 6 a los resultados de ap. 4.4.2.1. De acuerdo con lo demostrado en este apartado, la tensión de *offset* de la entrada de un amplificador instrumentación de entrada JFET y con una elevada ganancia podía reducirse a:

$$V_{IOS} = V_{OS,1} - V_{OS,2} \quad (7.1)$$

siendo $V_{OS,X}$ la tensión de *offset* del amplificador X de fig. 4.34. En cambio, la tensión de *offset* de un amplificador de entrada bipolar era:

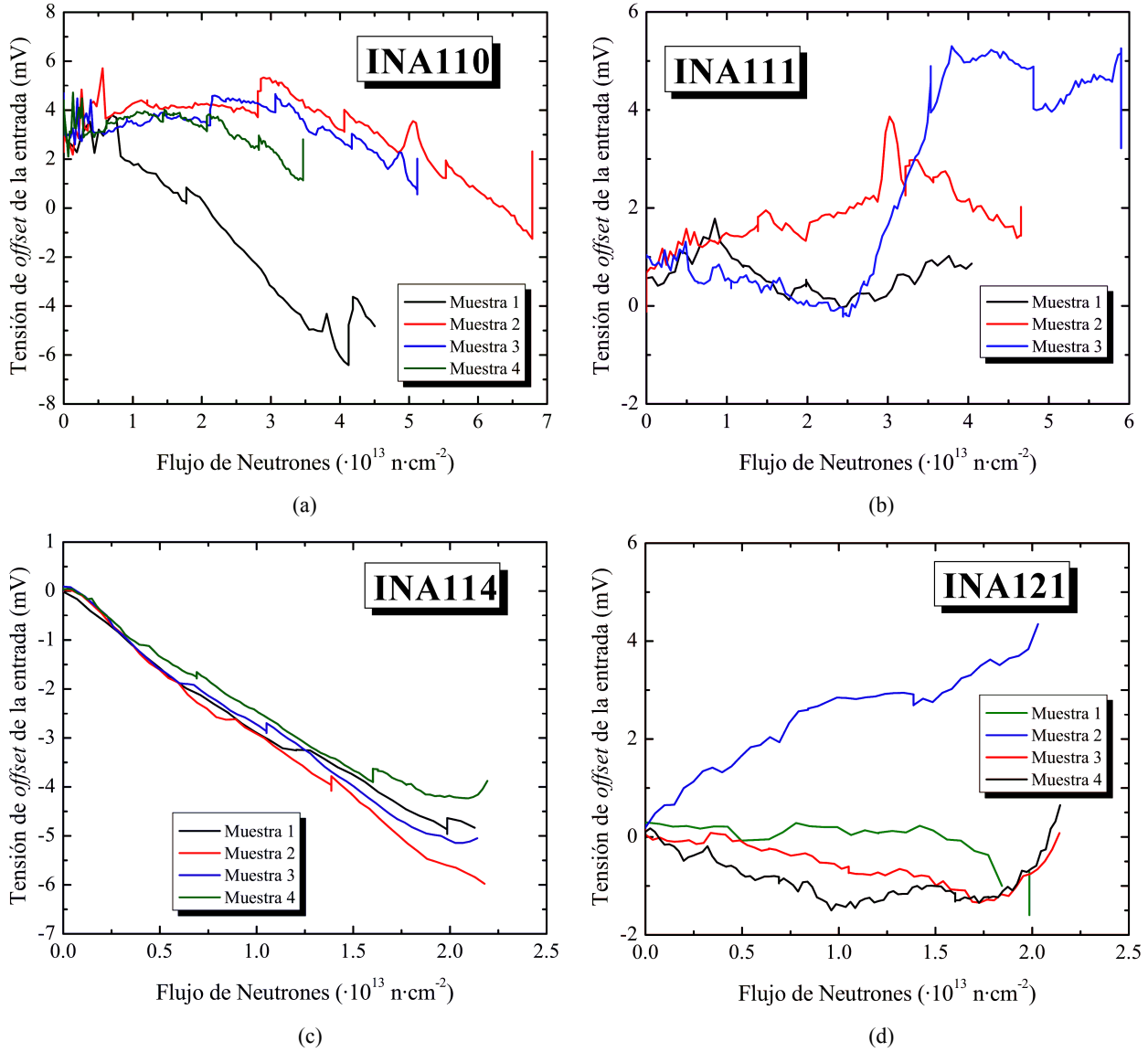


Fig. 7.2: Evolución de la tensión de offset de entrada de diversos amplificadores de instrumentación.

$$V_{IOS} = V_{OS,1} - V_{OS,2} + \frac{2 \cdot V_{OS,3} - R \cdot (I_{B3,+} - I_{B3,-})}{G_D} \quad (7.2)$$

Esta expresión se deduce inmediatamente de (4.69). Como puede verse, la tensión de *offset* de la entrada de un amplificador con entrada JFET es la diferencia entre las tensiones de *offset* de dos amplificadores operacionales de entrada JFET. Tal y como se vio en el capítulo anterior, la tensión de *offset* de estos amplificadores suele ser aleatoria excepto algún caso aislado. Por tanto, la tensión de *offset* del amplificador total evolucionará de forma aleatoria, al ser la diferencia entre dos magnitudes de este tipo.

Es perfectamente sabido que la tensión de *offset* de un amplificador operacional bipolar es muy pequeña debido a la alta reproducibilidad de esta tecnología [Pal01]. Esta cualidad no se extiende sólo a los componentes de un mismo chip sino a los distintos componentes del mismo lote de fabricación. Por este motivo, no es necesario conocer la causa de la variación de la

tensión de *offset* para comprender que todas las muestras evolucionan de la misma manera. En definitiva, no se puede saber qué parámetro de (7.2) predomina sobre los otros pero sí que lo hace de la misma manera en todos a causa de la reproducibilidad de la tecnología bipolar. Esta es la causa de que las líneas de fig. 7.2c sean muy parecidas.

7.2.2 Corrientes de polarización de las entradas

Las corrientes de polarización de las entradas se definieron en ap. 4.4.2.2. En general, no se observó ningún incremento apreciable en las muestras con entrada JFET. La única excepción en este comportamiento fue el modelo INA121, que exhibió un crecimiento de algunos nanoamperios a lo largo de la exposición.

En cambio, este cambio fue más importante en las muestras con entrada bipolar. Apenas se disponen de datos de los modelos INA114 y AD624. En el primero, se encontró un incremento hasta -15 nA aunque es posible que estuviese relacionado con efecto fotoeléctrico ya que la corriente disminuía al desactivarse el reactor. El segundo amplificador sufre un incremento espectacular de la corriente de polarización de la entrada, tal como muestra fig. 7.3. Puede apreciarse que la corriente de polarización comienza a crecer desde el principio de la irradiación hasta que alcanza un máximo de 1.5 μ A. Sin embargo, este hecho no implica que la corriente no haya alcanzado un valor superior puesto que lo que ha pasado en realidad es que el amplificador de instrumentación se había saturado. La causa es la siguiente: Para medir la corriente, las entradas del amplificador se conectaban a tierra por medio de una resistencia de 100 k Ω . La diferencia de tensión producida por I_B era amplificada por el amplificador de instrumentación ($G = 100$). A partir de la tensión de salida, se podía determinar el valor de la corriente de polarización. Sin embargo, si la corriente superaba un valor de 1.5 μ A, la tensión de salida era igual a 15 V y el amplificador se saturaba. Tras la irradiación, se comprobó que la corriente de polarización de la entrada de las muestras era del orden de varios microamperios.

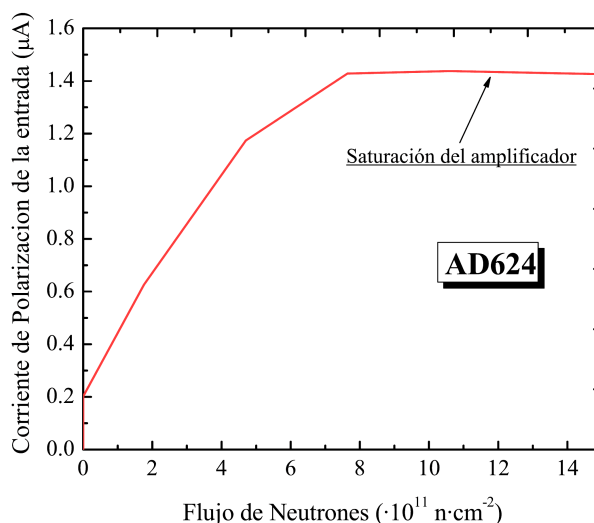


Fig. 7.3: Evolución de la corriente de polarización de la entrada del amplificador de instrumentación AD624.

7.3 Consumo de corriente

El consumo de un amplificador de instrumentación es igual al consumo de cada uno de sus tres amplificadores operacionales. Por otra parte, es estrictamente necesario que los amplificadores internos tengan la capacidad de dar y absorber la corriente necesaria para

polarizar la red de resistencias. Finalmente, debe saberse que este parámetro puede medirse en un amplificador incluso cuando no funciona correctamente.

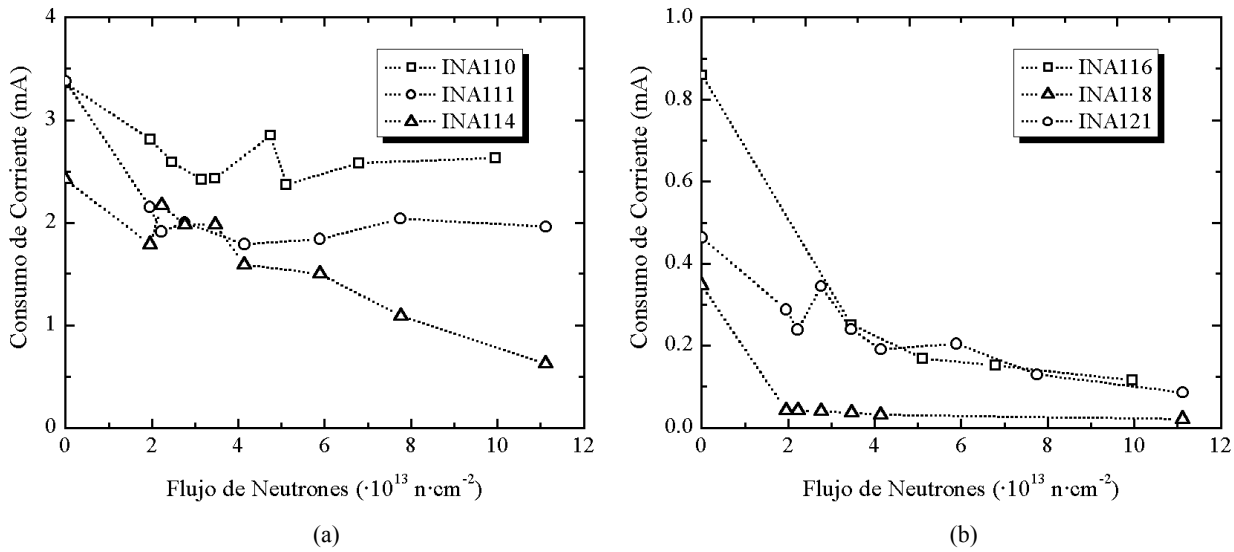


Fig. 7.4: Consumo de corriente de diversos amplificadores de instrumentación irradiados.

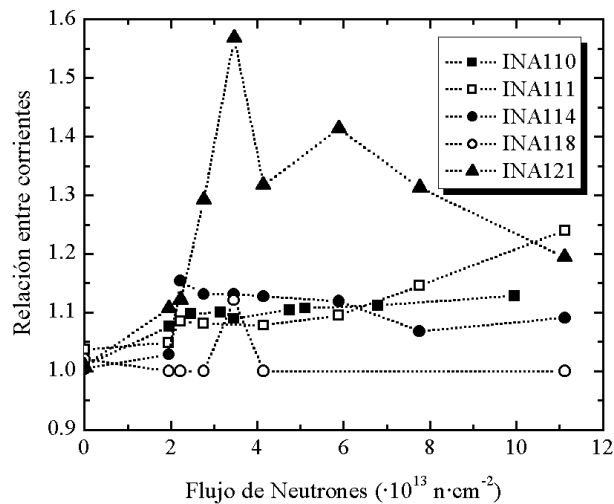


Fig. 7.5: Cociente entre las corrientes consumidas por los amplificadores de instrumentación con tensiones de ± 15 y $\pm 10 \text{ V}$.

El consumo de corriente de un amplificador de instrumentación disminuye a causa del daño por desplazamiento. Fig. 7.4a-b muestra la relación existente entre el consumo de los amplificadores antes y después de la irradiación. Asimismo, fig. 7.5 permite adivinar que la corriente requerida por los amplificadores aumenta con las tensiones de alimentación, a diferencia de lo que ocurría en las muestras no irradiadas.

Las causas de este comportamiento se pueden justificar a partir de la topología interna de los amplificadores de instrumentación. En los amplificadores operacionales, se observó una disminución del consumo de corriente y un aumento de la influencia de las tensiones de alimentación. Por tanto, lo mismo debe observarse en los amplificadores de instrumentación ya que su consumo es el de tres *op amps* en tecnología bipolar.

Es interesante observar que el consumo de corriente de algunos amplificadores se estabiliza e, incluso en algunos casos, parece crecer (INA110, INA111). Las causas de este comportamiento no están claras: Por un lado, podría deberse a diferencias entre las distintas muestras. A fin de cuentas, la corriente se estabiliza cuando los espejos de corriente cesan de funcionar y sólo lo hacen las fuentes de corriente tolerantes a la radiación. La suma de todas estas fuentes pueden variar ligeramente de una muestra a otra por lo que el crecimiento aparente podría deberse sencillamente al azar en la colocación de las muestras. Por otra parte, las muestras más radiadas habían recibido en torno a 3 kGy (air) y existe la posibilidad de que las corrientes de fugas fueran debidas a la radiación ionizante.

Asimismo, puesto que el consumo de los amplificadores operacionales irradiados crece con las tensiones de alimentaciones, se deduce inmediatamente que el mismo fenómeno acontece en los amplificadores de instrumentación.

Por otra parte, el hecho de que los amplificadores de baja potencia sean más sensibles a la radiación puede explicarse de una forma bastante sencilla. Un amplificador operacional de bajo consumo polariza sus distintas etapas con corrientes muy pequeñas. Por tanto, los transistores bipolares que forman el amplificador están polarizados en una zona donde las corrientes de generación-recombinación son importantes y, a causa de esto, los transistores son mucho más sensibles al daño por desplazamiento y se degradan con mayor rapidez.

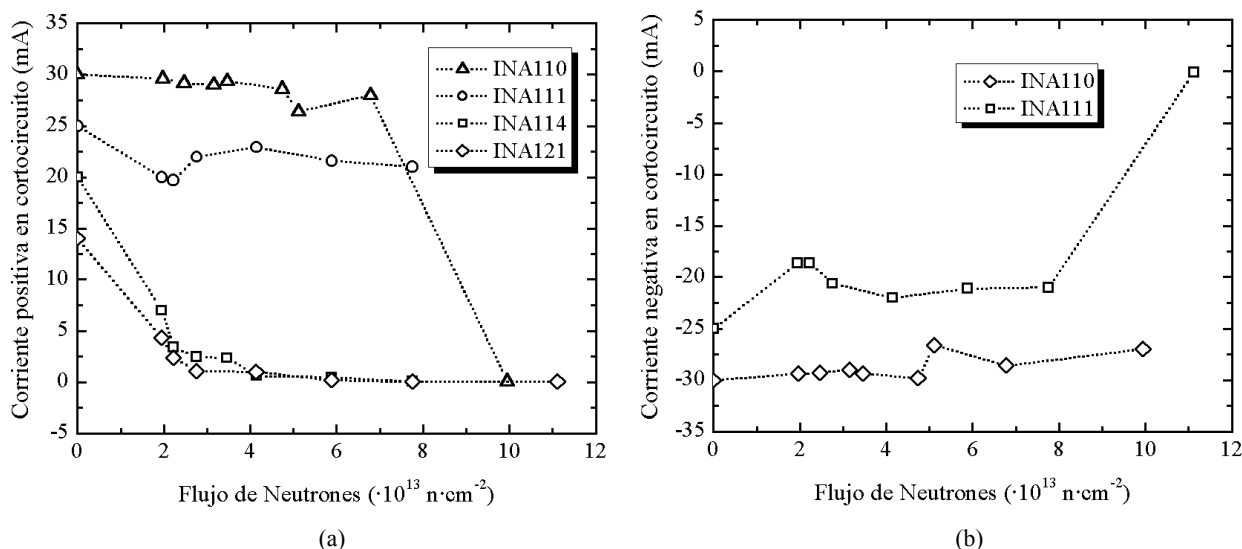


Fig. 7.6: Evolución de la corriente de salida en cortocircuito en función de la dosis total de radiación.

7.4 Corrientes en cortocircuito de los dispositivos

La corriente en cortocircuito del amplificador de instrumentación es igual a la del amplificador de la etapa de salida. Tras realizar esta identificación, se deduce que este parámetro deberá evolucionar durante la irradiación de la misma manera que en los amplificadores operacionales.

Fig. 7.6a-b muestra la corriente de salida positiva y negativa de los distintos amplificadores de instrumentación examinados. Puede observarse que ambas corrientes disminuyen a medida que aumenta la dosis de neutrones. El descenso no es apreciable en los amplificadores INA110 e INA111 hasta que alcanzan dosis muy elevadas de radiación. Por el contrario, algunos componentes como INA121 sufren un descenso dramático hasta casi 0 mA. Este fue el caso de los amplificadores INA116 e INA118. Por esta causa, se ha decidido no incluirlos en las relacionadas con este parámetro.

Por otra parte, la corriente de salida negativa sólo pudo medirse en los amplificadores INA110 e INA114. El motivo era que los otros amplificadores estaban completamente destruidos, de tal forma que era imposible obtener una tensión negativa en la salida y, por tanto, forzar al dispositivo a absorber corriente.

Finalmente, es necesario recordar que sólo se pudo medir la corriente en cortocircuito del amplificador operacional de la salida, denominado **3** en fig. 4.29. En cambio, no se puede conocer la corriente en cortocircuito de los otros dos operacionales puesto que no se tenía acceso externo a la salida de estos amplificadores. Sin embargo, es previsible que sufran exactamente la misma degradación que el otro operacional. Esta aseveración será utilizada en los próximos apartados.

7.5 Comportamiento en frecuencia de los amplificadores de instrumentación

En ap. 4.4.2.3 se demostró que un amplificador de instrumentación no podía describirse como un sistema con un único polo por lo que carecía de sentido medir el producto ganancia-ancho de banda. Por esta causa, se prefirió definir el ancho de banda de un amplificador de instrumentación como la frecuencia en que la ganancia cae 3 dB, siendo este parámetro dependiente de la ganancia diferencial del amplificador. En cambio, es posible definir el coeficiente de *slew rate* del amplificador de instrumentación de la misma forma que en los amplificadores operacionales.

Estos parámetros sólo pudieron medirse en algunas muestras del modelo INA110. Las causas de la ausencia de los modelos restantes son varias. En primer lugar, ninguna muestra de los modelos INA114, INA116, INA118, INA121 y AD62X soportó la irradiación siendo, obviamente, imposible medir los anteriores parámetros. Solamente algunas muestras de los modelos INA110 e INA111 sobrevivieron a la irradiación. Sin embargo, las muestras de los modelos INA111

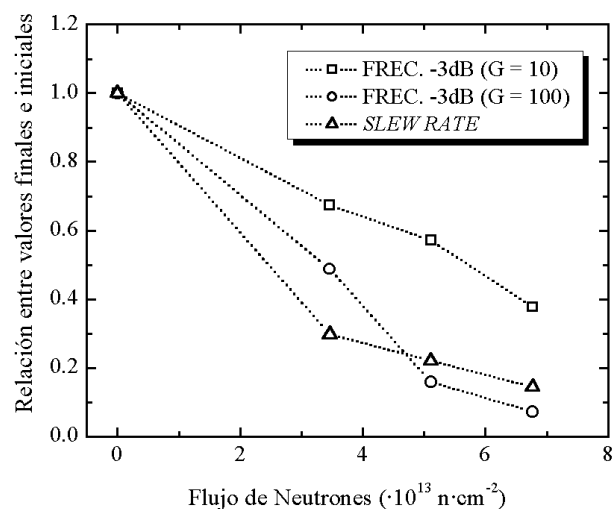


Fig. 7.7: Empeoramiento del comportamiento en frecuencia del amplificador de instrumentación INA110.

generaban una señal tan distorsionada en la salida que fue imposible medir con seguridad el valor de *slew rate* y la frecuencia de caída 3dB. Por todos estos motivos, sólo se pudieron obtener datos fiables del modelo INA110.

Fig. 7.7 muestra la evolución de cada uno de los parámetros a medida que se produce la irradiación. Se ha preferido representar la relación entre los valores finales y el inicial para poder superponer todos los datos en la misma gráfica. Los valores iniciales eran $f_{-3dB, G=10} = 2 \text{ MHz}$, $f_{-3dB, G=100} = 470 \text{ MHz}$ y $S.R. = 17 \text{ V}/\mu\text{s}$. Puede apreciarse que se produce un descenso en los valores de los parámetros a medida que aumenta el flujo de neutrones. Este descenso es más acusado cuanto mayor sea la ganancia en continua del amplificador.

La explicación de esta evolución es sencilla, pues está relacionado con la degradación en frecuencia de los amplificadores individuales. Obviamente, cuanto peor sea la respuesta en frecuencia de los amplificadores operacionales, peor será la de un sistema formado por componentes de este tipo. Por esta causa, los amplificadores de instrumentación irradiados pierden respuesta en frecuencia. De la misma manera, si el valor de *slew rate* disminuye con la radiación en los amplificadores operacionales discretos, deberá ocurrir lo mismo con los amplificadores operacionales integrados en circuitos complejos. A consecuencia de esto, se produce una disminución del *slew rate* del amplificador de instrumentación. Por otra parte, a pesar de que este parámetro se mide en la salida del amplificador operacional 3, no debe entenderse que el valor de *slew rate* sea el de este amplificador. Es fácil comprender que el valor de *slew rate* es igual al del amplificador operacional con respuesta más lenta.

Por otra parte, en el capítulo anterior se demostró que el comportamiento en frecuencia de los amplificadores operacionales empeora a causa de la radiación ionizante. Por tanto, los amplificadores de instrumentación también son susceptibles de sufrir este fenómeno, hecho que ha sido descrito en algunos trabajos anteriores [Guc01].

7.6 Ganancia y Relación Entrada-Salida

Durante la irradiación, se midió la ganancia diferencial de los amplificadores de instrumentación. Para ello, se realizaron barridos de tensión entre $\pm 10 \text{ mV}$ con paso de 1 mV en ambas entradas para determinar la ganancia de cada una de ellas y, a partir de estos resultados, la ganancia diferencial. Asimismo, también podía obtenerse la ganancia del modo común aunque, en la práctica, los márgenes de error eran tan grandes que era imposible obtener un valor fiable de la ganancia en modo común y se ha desistido de realizar su representación y estudio.

7.6.1 Evolución de la ganancia diferencial

Debido a su pronta destrucción, apenas se obtuvieron datos referentes a los modelos AD620, INA116 e INA118. En cambio, los otros modelos pudieron ser caracterizados en profundidad. En general, se observó que la ganancia de los amplificadores de instrumentación decrecía en todos los modelos excepto en el amplificador INA114. En los otros modelos (AD624, INA110, INA111 e INA121) se comprobó que, durante la primera parte de la

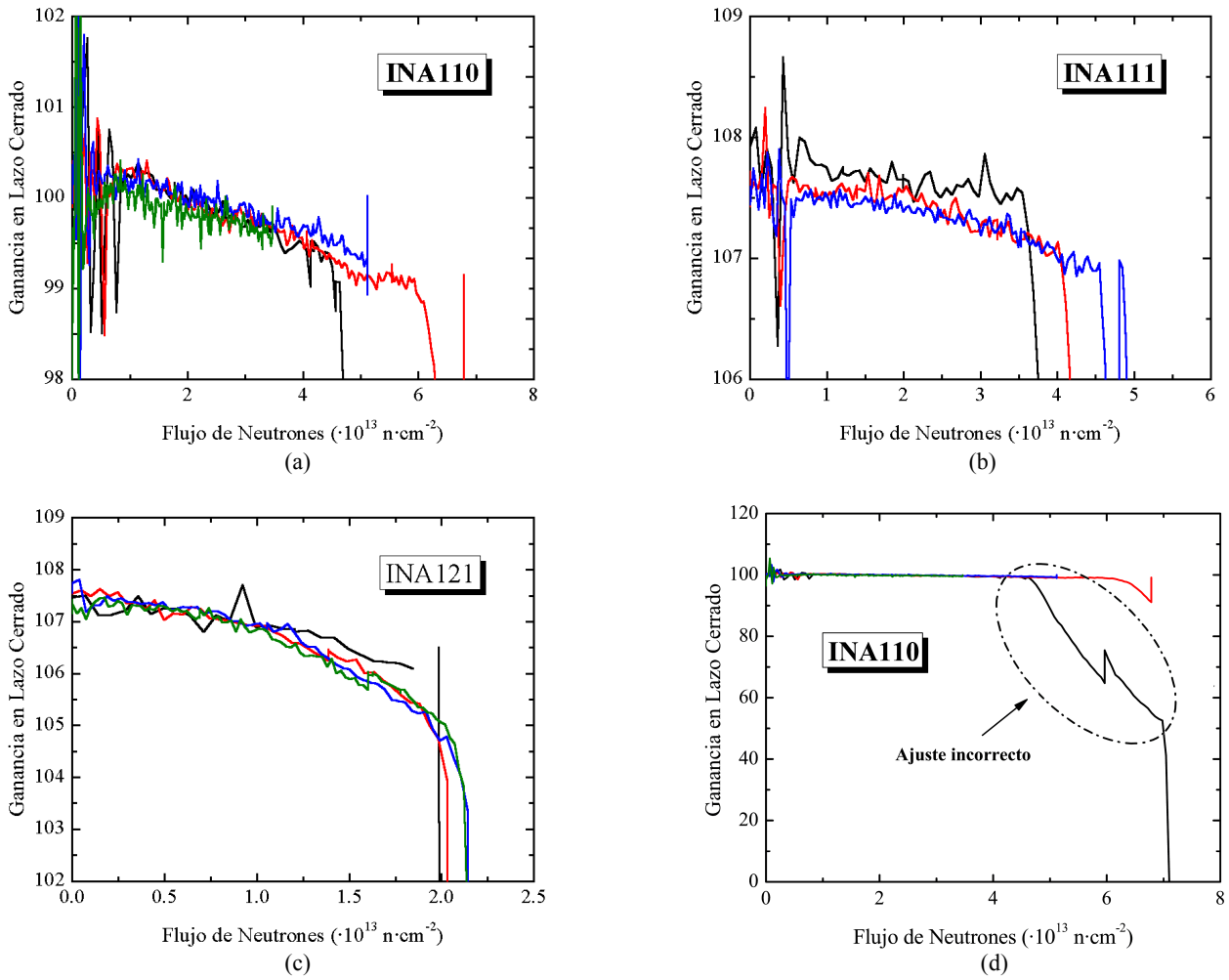


Fig. 7.8a-d: Reducción de la ganancia diferencial de diversos amplificadores de instrumentación.

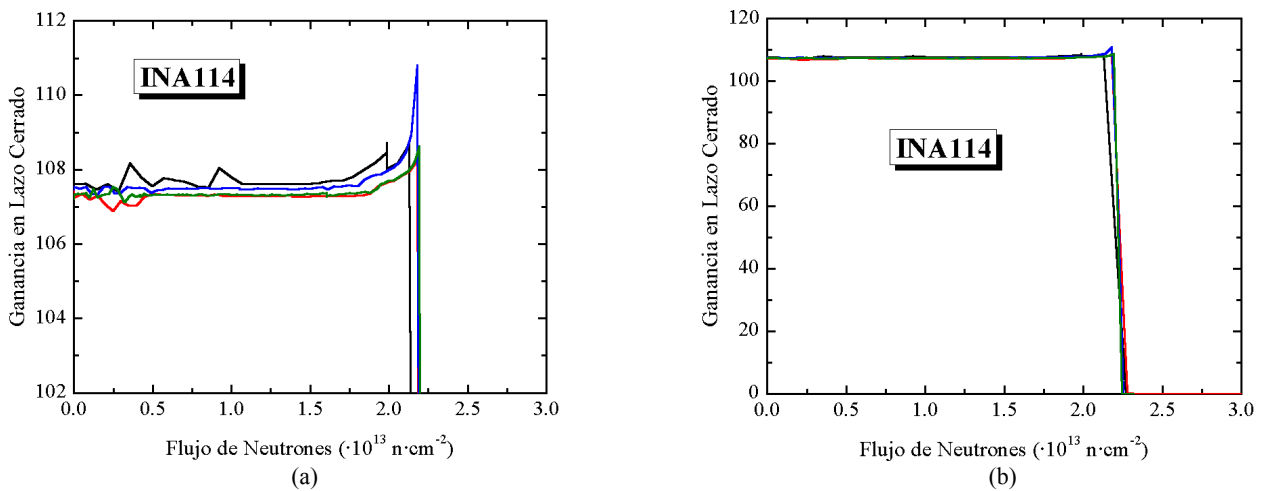


Fig. 7.9: Evolución anómala de la ganancia diferencial de los amplificadores de instrumentación INA114.

irradiación, la ganancia decrecía con suavidad (fig. 7.8a-c). En el amplificador de instrumentación INA110, se observa un descenso aparente de la ganancia que, en realidad, no fue tal. Este descenso está relacionado con un fenómeno que se describirá posteriormente y relacionado con el descenso de la tensión de saturación. Trabajos anteriores, como [Den02], concuerdan perfectamente con los datos mostrados en esta memoria. La única excepción a esta regla fue el modelo INA114. En él, se observó que la ganancia era estable hasta que se producía un pequeño repunte seguido por una rápida destrucción del amplificador (fig. 7.9a-b).

El suave decrecimiento observado en la primera etapa de la irradiación puede ser explicado con facilidad recordando que, de acuerdo con (4.62a), la ganancia diferencial es un parámetro dependiente de unas resistencias y de la *ganancia en lazo abierto* de los amplificadores operacionales internos. Todas las resistencias utilizadas en el experimento eran de origen metálico, tanto si eran internas como externas, por lo que el único parámetro que puede influir en la ganancia diferencial es la ganancia en lazo abierto de los amplificadores operacionales. De acuerdo con lo mostrado en el capítulo 6, este parámetro decrece con la irradiación por lo que acontecerá el mismo fenómeno en los amplificadores de instrumentación integrados, conduciendo esto a una reducción de la ganancia diferencial. En definitiva, sería un fenómeno similar al observado en la ganancia en lazo cerrado del amplificador operacional OPA627 (ap. 6.4.2).

Sin embargo, este descenso no puede justificar por qué se producen descensos acusados en el valor de la ganancia. Así, por ejemplo, un amplificador de instrumentación con ganancia 107 necesitaría que la ganancia en lazo abierto de los amplificadores se redujera hasta un valor en torno a 7 V/V para que la ganancia del amplificador de instrumentación disminuyera a la mitad, como se deduce de (4.67a). Para explicar la reducción observada en fig. 7.8d, hay que recurrir a la modificación de la función entrada-salida, que se estudiará en el siguiente apartado.

Por otra parte, no se puede encontrar una explicación concluyente al crecimiento observado en el amplificador INA114. Una posible hipótesis sería que las resistencias metálicas de la red tienen en serie una resistencia parásita de naturaleza semiconductor. La resistencia se incrementaría con la radiación y, de esta manera, el coeficiente $1 + 2R/R_G$ de (4.52g) aumentaría. Sin embargo, esta hipótesis no explica por qué el crecimiento antecede a un súbito colapso del amplificador, en el que su salida es igual a la tensión de saturación positiva.

7.6.2 Relación entrada-salida

Tras llevar a cabo la irradiación, se midió la función entrada-salida de los amplificadores de instrumentación con ganancia igual a 100 (INA110) y 107 (INA111). En los amplificadores no irradiados, esta función es una línea recta que se trunca al llegar a la tensión de saturación de los amplificadores. Puesto que los dispositivos estaban alimentados con ± 15 V, la tensión de saturación se aproxima a alguno de estos dos valores. Sin embargo, en los amplificadores irradiados esto deja de ser cierto.

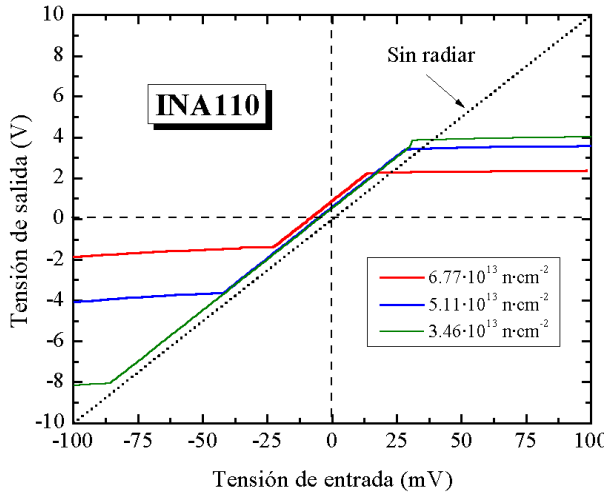


Fig. 7.10: Relación entre la entrada y la salida del amplificador de instrumentación INA110 para diversos valores de flujo de neutrones.

Fig. 7.10 muestra la relación entrada-salida de diversas muestras irradiadas del modelo INA110. Una serie de funciones similares se encontraron en el modelo INA111 y son la causa del descenso aparente de la ganancia mostrada en fig. 7.8d. El valor de la ganancia se obtiene realizando un ajuste lineal de los pares de puntos (V_{IN} , V_{OUT}). En principio, la tensión de salida variaba entre ± 1 V y el programa en Testpoint calculaba el valor automáticamente. El problema aparece cuando las tensiones de saturación de salida caen dentro de este intervalo. En este caso, la

pendiente de la recta de ajuste será menor que la ganancia real del amplificador y parecerá que la ganancia ha descendido. De fig. 7.8d, se puede deducir a partir de qué dosis la tensión de saturación entran en el intervalo ± 1 V, coincidente con el descenso aparente de la ganancia ($\approx 4.5 \cdot 10^{13}$ n·cm⁻² sin recocido durante la desactivación de las muestras), y el momento de la destrucción definitiva del amplificador ($\approx 7 \cdot 10^{13}$ n·cm⁻²).

Ya se ha visto como afecta el movimiento de las tensión de saturación a la ganancia de los amplificadores. Sin embargo, es necesario discutir el origen de este fenómeno. En principio, podría pensarse que se ha incrementado el desplazamiento de las tensiones de saturación positiva y negativa (SVS_{POS} , SVS_{NEG}) de los amplificadores operacionales. Para que esto fuera cierto, los amplificadores deberían tener valores de SVS superiores a 10 V, lo que contradice lo observado en los amplificadores operacionales discretos (Ap. 6.6.4), en los que no se observaron desplazamientos superiores a 0.5 V.

Una explicación más sólida se basa en el descenso de la corriente en cortocircuito de los amplificadores operacionales. Recordemos que, en todo momento, los amplificadores operacionales internos están cargados con resistencias del orden de 20 kΩ. Por tanto, podría producirse un fenómeno similar al observado en los amplificadores de potencia (fig. 6.26) o en la discusión acerca de la tolerancia del amplificador OPA602 (ap. 6.6.4).

En primer lugar, hay que descartar que el amplificador afectado sea el amplificador de la salida, pues se midieron valores superiores a 20 mA en todas las muestras del amplificador INA110. La solución del problema debe buscarse entonces en los otros dos amplificadores. Imaginemos que conectamos la entrada inversora del amplificador de instrumentación $IN-$ a tierra y la no inversora $IN+$ a una tensión V_{IN} . En estas circunstancias, el sistema de ecuaciones (4.52) se convierte en:

$$V_i = 0 \quad (7.3a)$$

$$V_2 = V_{IN} \quad (7.3b)$$

$$V_3 = -\frac{R}{R_G} \cdot V_{IN} \quad (7.3c)$$

$$V_4 = \left(1 + \frac{R}{R_G}\right) \cdot V_{IN} \quad (7.3d)$$

$$V_5 = V_6 = \frac{R}{R_G} \cdot V_{IN} \quad (7.3e)$$

$$V_{OUT} = \left(1 + \frac{2R}{R_G}\right) \cdot V_{IN} \quad (7.3f)$$

En estas circunstancias, se puede deducir que la corriente que proporciona el amplificador (2) de fig. 4.30 es:

$$I_{O,2} = \frac{2 \cdot V_{IN}}{R_G} \quad (7.4)$$

Y la que es absorbida por el amplificador (1):

$$I_{O,1} = \frac{3 \cdot V_{IN}}{R_G} \quad (7.5)$$

Por otra parte, el valor de la tensión de entrada puede calcularse a partir de la tensión de salida. Por tanto, las anteriores expresiones se transforman en:

$$I_{O,1} = \frac{3}{2R + R_G} V_{OUT} \quad (7.6)$$

$$I_{O,2} = \frac{2}{2R + R_G} V_{OUT} \quad (7.7)$$

En el caso de que $R = 20 \text{ k}\Omega$ y $V_{OUT} \approx \pm 10 \text{ V}$, los amplificadores deberían proporcionar o absorber unas corrientes del orden de 495-740 μA . En el capítulo 6, se vio que la corriente de salida de algunos amplificadores podía caer por debajo de estos valores, lo que apoya esta teoría. Por otra parte, hay que recordar que, a diferencia del amplificador 3, estos amplificadores no están pensados para tener que alimentar cargas muy elevadas. Por tanto, sus etapas de salida no están tan perfeccionadas como en aquél, dándoles una menor tolerancia a la radiación.

7.7 Amplificadores de instrumentación con componentes discretos

Una alternativa a los amplificadores de instrumentación integrados son aquellos formados por tres amplificadores operacionales tolerantes a la radiación y por resistencias de película metálica. Los amplificadores operacionales seleccionados fueron los modelos OPA627 y TLE2071, ambos de entrada JFET o DiFET, que es una variedad evolucionada de la entrada

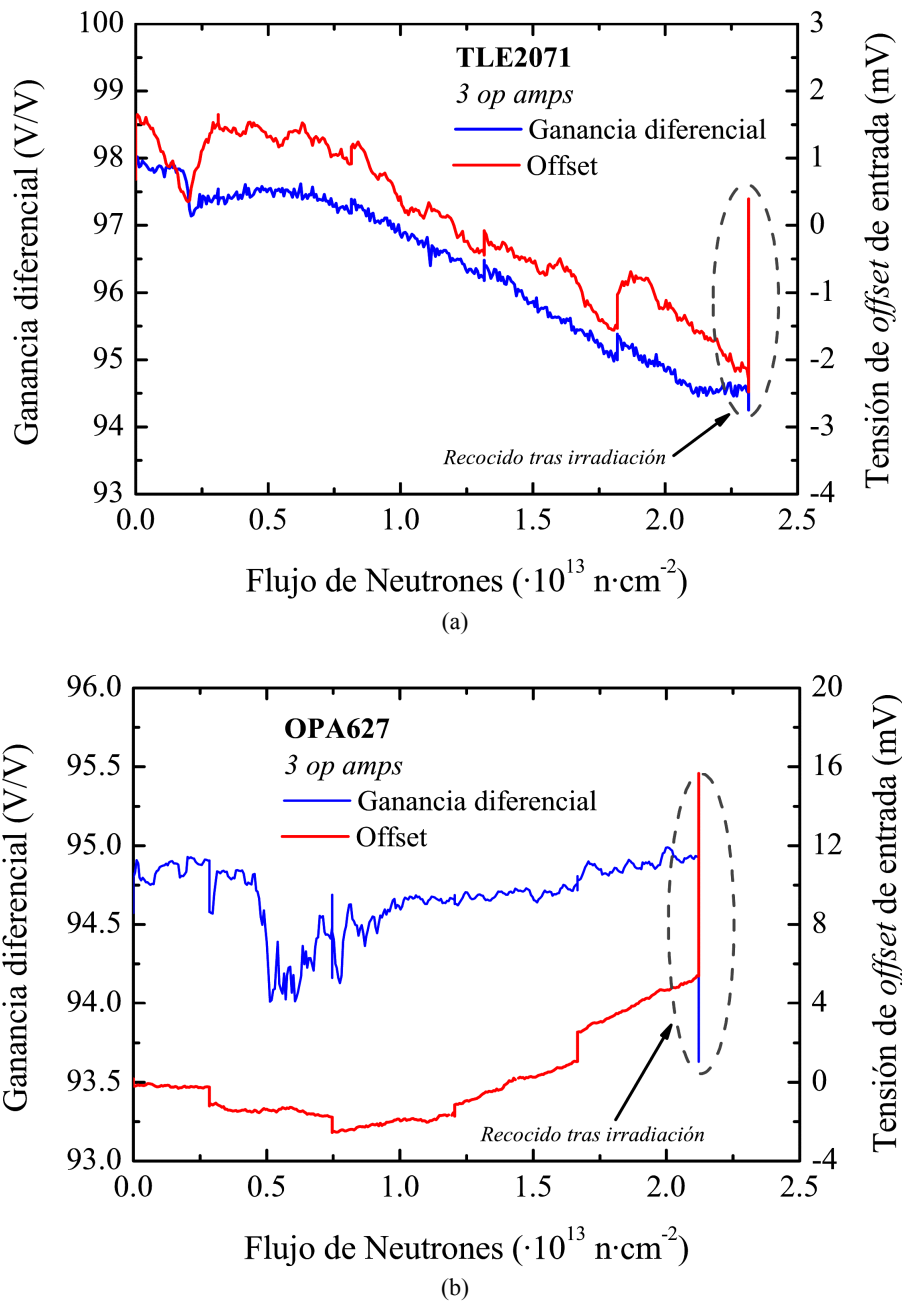


Fig. 7.11: Evolución de la ganancia y de la tensión de *offset* de entrada de amplificadores de instrumentación construidos con amplificadores tolerantes a la radiación, TLE2071 (a) y OPA627 (b).

JFET. En principio, esta elección garantizaría la tolerancia a la radiación incluso con dosis de radiación del orden de $10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Por este motivo, se decidió construir amplificadores de instrumentación de este tipo y examinados bajo radiación.

Se diseñaron placas en las que se encontrase la estructura de fig. 4.30 con resistencias de 22 k Ω y con potenciómetros en lugares clave: Por un lado, uno de ellos permitía variar la tensión de *offset* de un amplificador operacional y anular la tensión de *offset* de salida. Por otro, la resistencia $R5$ de fig. 4.30, cuyo valor era 22 k Ω , era sustituida por otra de 18 k Ω en serie con un potenciómetro de 10 k Ω . Al variar el potenciómetro, la ganancia en modo común podía anularse.

Los principales problemas que se observaron durante la irradiación fueron los siguientes: En primer lugar, la tensión de *offset* de la entrada de estos amplificadores se incrementa con el

flujo de neutrones. De acuerdo con (4.69), la tensión de *offset* de los amplificadores de instrumentación con entrada JFET es prácticamente igual a $V_{OS,1}-V_{OS,2}$. Por tanto, si los amplificadores evolucionaran de la misma manera, este factor sería siempre prácticamente nulo. Sin embargo, los amplificadores de entrada JFET se distinguen por un comportamiento aleatorio, dependiente de la muestra, que hace que la tensión de *offset* del amplificador de instrumentación pueda alcanzar valores bastante altos si se dan las condiciones apropiadas (Fig. 7.11).

Por otra parte, los potenciómetros son dispositivos que toleran la radiación pero no tanto como las resistencias de película metálica. En fig. 7.11 se pueden observar variaciones importantes del valor de la ganancia diferencial. Este descenso no puede ser explicado por un descenso de la ganancia en lazo abierto por el siguiente motivo: Un cambio de 98 a 95, observado en el modelo con TLE2071, exigiría un valor de ganancia en lazo abierto de 3000 V/V. Sin embargo, en ninguna muestra de estos amplificadores se midió un valor inferior a 6000 V/V ni siquiera al llegar a 10^{14} n·cm⁻². La causa de estos desajustes en el valor de la ganancia radica en que los tres amplificadores no son idénticos, ni tampoco los componentes externos utilizados, que no están tan ajustados como los utilizados en un amplificador de instrumentación integrado.

Finalmente, es necesario mencionar que la superficie ocupada por estos amplificadores de instrumentación es mucho mayor que la que ocupa uno integrado. Por este motivo, fuentes de ruido como las interferencias eléctricas, soldaduras, etc. son más importantes que las esperadas en los circuitos discretos.

CAPITULO 8

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LAS REFERENCIAS DISCRETAS DE TENSION

Las referencias de tensión son dispositivos integrados capaces de proporcionar una tensión constante e independiente de la alimentación, temperatura y carga. Las referencias de precisión constan de un núcleo central, capaz de proporcionar una tensión constante, y un amplificador operacional realimentado, que mejora las características de salida.

El primer apartado se destina al estudio de los diodos de ruptura, tanto Zener como de avalancha, y de los diodos de referencia. Estos elementos son las referencias más sencillas que existen aunque, para conseguir una mayor precisión, es necesario añadir un amplificador operacional. Los siguientes apartados tratan sobre los resultados experimentales obtenidos al irradiar los tres tipos de referencia (Zener enterrado, *band-gap* y XFET). Finalmente, el último apartado intenta aclarar los mecanismos de degradación de estos dispositivos vinculándolos a la evolución de los amplificadores operacionales internos.

8.1 Diodos discretos utilizados como referencias de tensión

Las referencias de tensión más sencillas son los diodos con una baja tensión de ruptura, cuya estructura se describió en ap. 3.4. Si la ruptura acontece entre 0 y 4 V, el mecanismo físico predominante es el efecto túnel. Si es superior a 8 V, predomina la avalancha de portadores y, entre 4 y 8 V, ambos efectos coexisten.

El comportamiento térmico depende del mecanismo de ruptura, opuestos entre sí. En la región de 4-8 V, el coeficiente térmico puede anularse aunque se pueden utilizar dos diodos enfrentados entre sí, uno en ruptura y otro en inversa (fig. 4.38). Estos son conocidos como *diodos de referencia*.

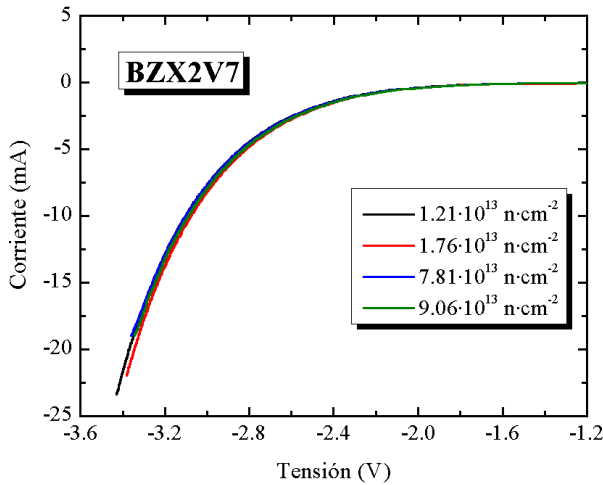


Fig. 8.1: Relación entrada-salida del diodo Zener BZX2V7 polarizado en inversa a diferentes valores de flujo de neutrones ($T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$)

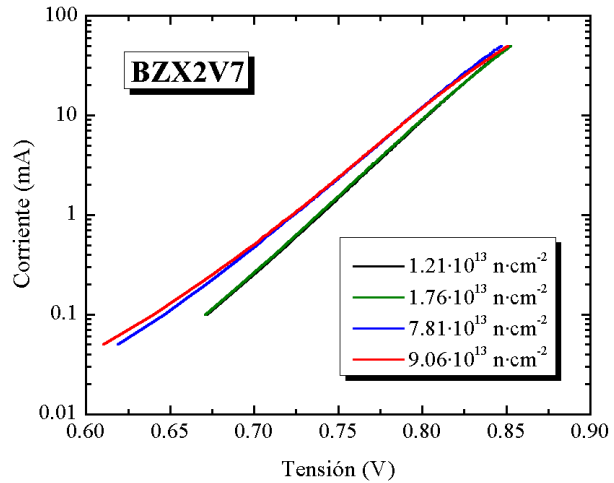


Fig. 8.2: Relación entrada-salida en directa del diodo Zener BZX2V7 ($T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$). La modificación de las gráficas se debe a los incrementos de I_S y m .

8.1.1 Diodos Zener y de ruptura por avalancha

Se irradiaron diversas muestras de los diodos BZX2V7, P6KE8A, P6KE15A y P6KE18A, con tensiones de ruptura en torno a 2.7, 8, 15 y 18 V. De acuerdo con lo dicho anteriormente, el primer diodo entra en ruptura por efecto túnel en tanto que los dos últimos son diodos supresores de transitorios en los que la ruptura se produce por avalancha. Por último, en el diodo P6KE8A ambos fenómenos están presentes en la misma medida.

Las muestras fueron caracterizadas antes y después de la irradiación. Se desechó hacer un seguimiento *on-line* debido a la gran sensibilidad de estos dispositivos a las fluctuaciones de temperatura. Para hacer la caracterización, se adaptó el sistema de medida para realizar un barrido de corriente con la fuente K236 y se midió la tensión de los diodos. Los diodos se caracterizaron a temperatura ambiente ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Fig. 8.1 muestra las características en inversa de diversos diodos Zener BZX2V7 en función del flujo de neutrones recibido. Puede observarse que la característica en inversa no cambia ni siquiera cuando se alcanza una dosis cercana a $10^{14}\text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Estos resultados experimentales confirman las ideas expuestas en ap. 2.4.4, en el que se concluyó que la tensión de ruptura por efecto túnel no es afectada por el daño por desplazamiento a menos que se alcancen dosis de radiación mucho mayores que las mencionadas anteriormente.

En cambio, el comportamiento en directa depende de parámetros afectados fácilmente por el daño por desplazamiento. Prueba de ello es fig. 8.2, en el que se ha representado la corriente del diodo en función de la tensión aplicada en directa.

Por otro lado, aquellos diodos en los que predomina la ruptura por avalancha son también muy tolerantes a la radiación. Fig. 8.3a-b muestra las características en inversa del diodo P6KE15A antes (a) y después (b) de la irradiación. Como puede apreciarse, las características apenas cambian tras la experiencia. El mismo comportamiento fue observado en los otros diodos

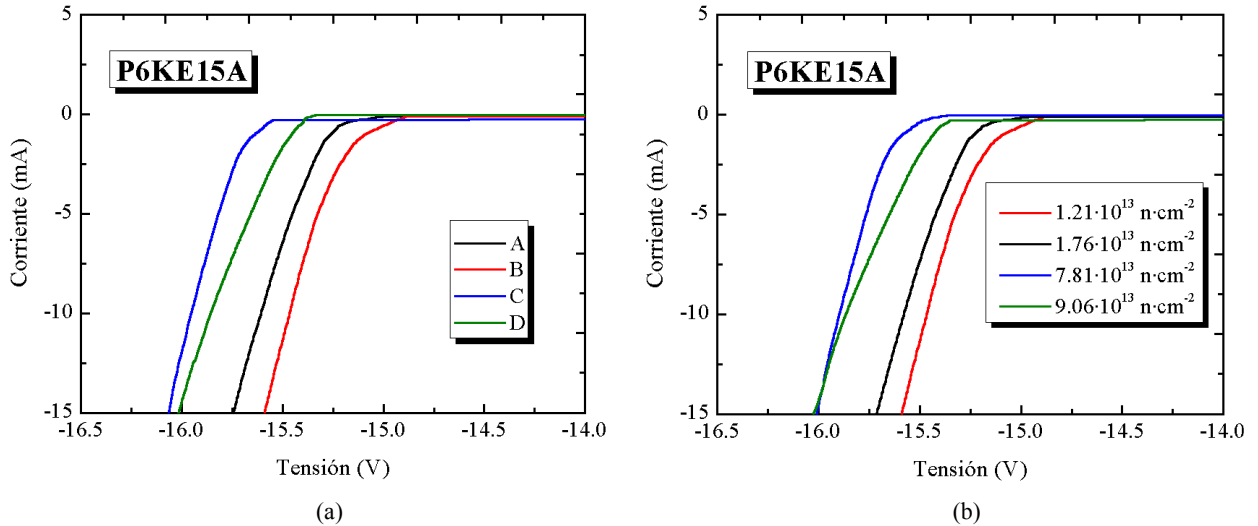


Fig. 8.3a-b: Relación entrada-salida en inversa de diferentes muestras del diodo P6KE15A, antes de la irradiación (a) y después de ella, a distintos valores de flujo de neutrones (b).

que, por otro lado, sufren modificaciones en las características en directa similares a las mostradas en el diodo BZX2V7.

8.1.2 Diodos de referencia

Estos dispositivos se distinguen de los anteriores por la presencia de un diodo polarizado en directa que compensa la deriva térmica del diodo Zener. Como se vio anteriormente, el diodo Zener extraordinariamente tolerante a la radiación, no pudiéndose decir lo mismo del primero. Se irradiaron los diodos de referencia 1N821 y 1N829, cuya tensión de ruptura se sitúa entre 6 y 7 V, y se caracterizaron antes y después de la irradiación.

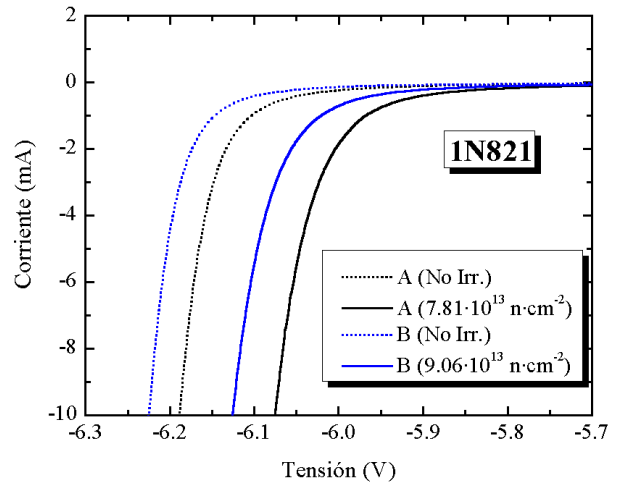


Fig. 8.4: Relación entrada-salida del diodo de referencia 1N821 antes y después de la irradiación.

Fig. 8.4 muestra la evolución de la relación V-I de dos muestras de los modelos 1N821. Puede apreciarse que las gráficas se han desplazado 0.1 V hacia la derecha. La causa de este movimiento no es otra que la degradación del diodo polarizado en directa. En el capítulo 3, se estableció que la caída de tensión de un diodo polarizado en directa disminuía tras producirse la irradiación a causa del crecimiento de la corriente de saturación inversa. Una prueba experimental de este hecho es la evolución observada en el diodo BZX2V7, que se muestra en fig. 8.2.

No se comprobó la evolución térmica de estos componentes tras la irradiación. Sin embargo, es obvio que el coeficiente térmico no puede ser nulo, puesto que sólo se han

modificado las características del diodo polarizado en directa en tanto que el diodo Zener permanece inalterado.

8.2 Referencias de tensión con diodo Zener enterrado

Las referencias cuyo comportamiento fue examinado bajo radiación fueron los modelos REF102 y REF02, ambos de Texas Instruments. La primera de ellas tiene una salida de 10 V en tanto que la de la segunda es 5 V. La tecnología de construcción de esta última referencia fue confirmada mediante una comunicación del servicio técnico de la propia compañía puesto que, curiosamente, las versiones del modelo REF02 fabricadas por otras compañías (Analog Devices, Maxim), que han sido sometidas también a radiación, son de tipo *band-gap*.

Antes de la irradiación, se midieron las relaciones entre la alimentación y la tensión de salida y consumo de corriente. A partir de la relación $+V_{CC}-V_{OUT}$, puede deducirse el valor de la tensión mínima de alimentación y el coeficiente de regulación de línea. Asimismo, se determinó la corriente de cortocircuito de la salida así como su dependencia de la alimentación antes y después de la irradiación, cuyas definiciones se encuentran en el apartado 4.5.1.

Durante la irradiación, se midió la tensión de salida y el consumo de corriente de cada una de las muestras con una alimentación de 15 V. Por otra parte, las salidas de las muestras estaban cargadas con resistencias tales que obligasen al dispositivo a dar un 50 % de la máxima corriente de salida que asegura el fabricante. Por ejemplo, las referencias REF02, cuya salida es de 5 V, fueron cargadas con una resistencia de $330\ \Omega$ ya que el fabricante asegura que puede proporcionar 30 mA. Todas las referencias discretas examinadas fueron irradiadas en las mismas condiciones.

8.2.1 Tensión de salida

Fuese cual fuese el modelo, en todas las muestras irradiadas se observó un comportamiento similar. En los primeros instantes, se observa que la tensión de salida apenas cambia y sólo se observan algunas fluctuaciones que pueden ser achacados al incremento de temperatura de la cavidad de irradiación, que creció rápidamente de 15°C a 35°C. Cuando se alcanza un determinado valor de radiación ($\sim 10^{12}\ \text{n}\cdot\text{cm}^{-2}$), se observa una modificación suave de la tensión de salida. En el caso de la referencia REF102, el valor de la tensión de salida crece con la radiación (Fig. 8.5a) en tanto que, en la otra referencia, se observa un suave decrecimiento (Fig. 8.5b).

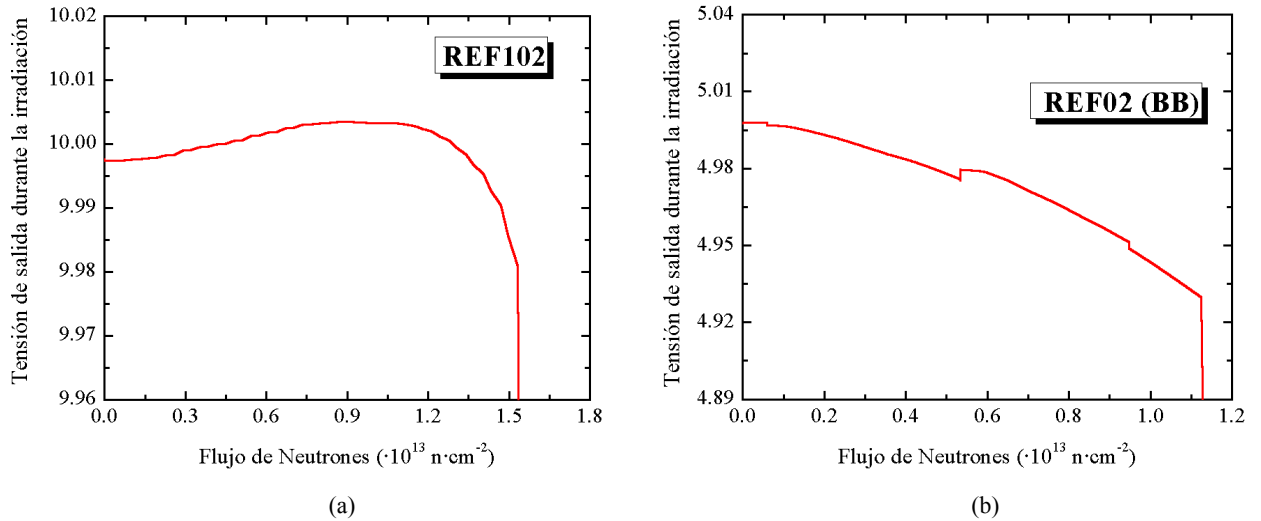


Fig. 8.5a-b: Evolución de la salida de distintas referencias de tipo Zener enterradoa durante la primera etapa de la irradiación.

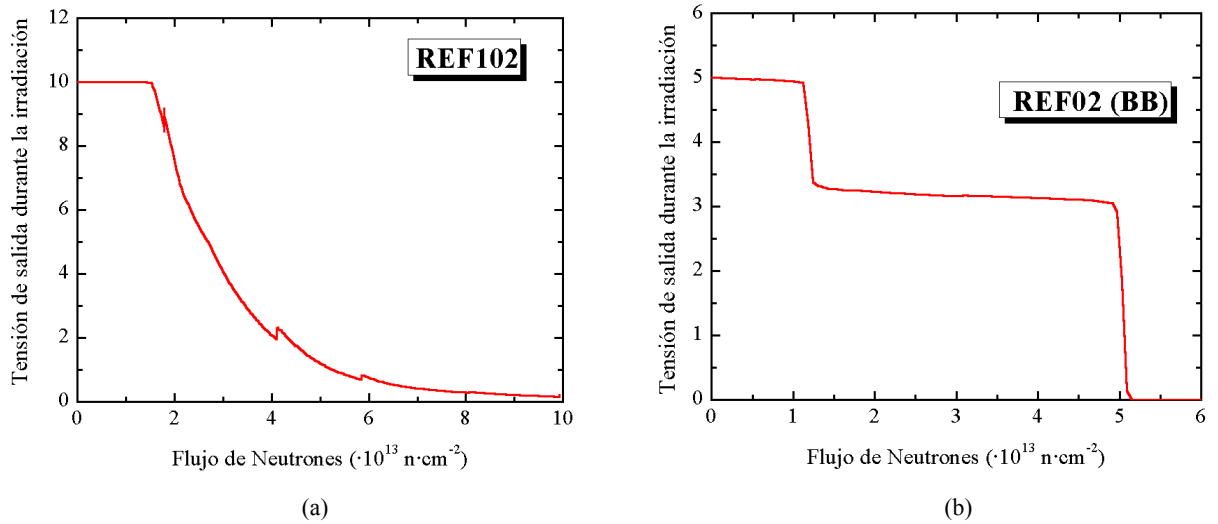


Fig. 8.6a-b: Tensión de salida de diferentes referencias de tensión de tipo Zener enterrado en todo el rango de valores de Φ .

Esta evolución suave es sustituida por otra más acusada si la dosis de radiación continúa creciendo. En ambos casos, la tensión de salida siempre disminuye (Fig. 8.6a-b). En el caso de la referencia REF102 (fig. 8.5a), se observa una zona de transición entre $0.8\text{-}1.2 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, en el que ambos comportamientos se complementan y la tensión de salida es prácticamente constante. Hay que resaltar que la referencia de tensión REF02 sufre saltos bruscos en tanto que la otra referencia sufre una disminución rápida pero a ritmo constante.

Tras finalizar la irradiación, se constató que las muestras de la referencia de tensión REF02, que recibieron $1.6 \cdot 10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, habían sido totalmente destruidas. Por esta causa, no se pudo medir la relación entrada-salida. En cambio, se pudo obtener una gran cantidad de datos referentes a la otra referencia. Fig. 8.7 muestra una serie de relaciones $+V_{CC}\text{-}V_{OUT}$ medidas en diferentes muestras irradiadas.

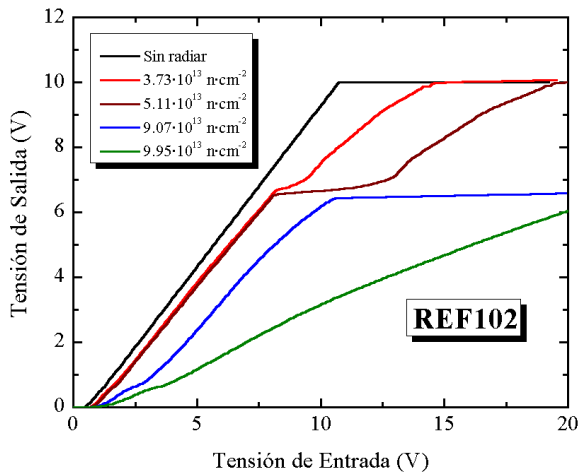


Fig. 8.7: Relación entrada-salida en diversas referencias REF102 irradiadas.

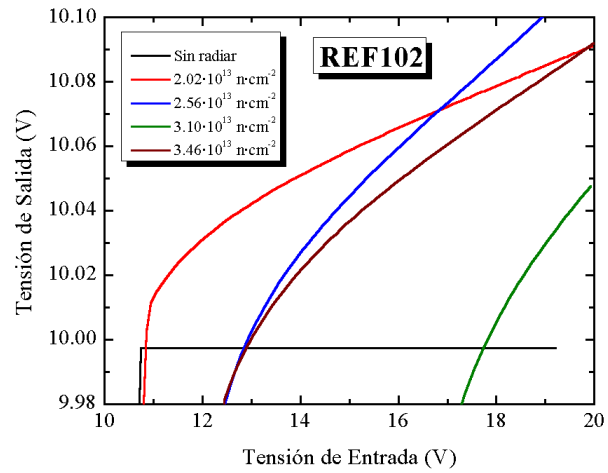


Fig. 8.8: Relación entrada-salida de la referencia REF102 en la zona del valor nominal de salida.

En las muestras no irradiadas, se observa que la salida es nula hasta que la alimentación alcanza un valor en torno a 1 V. A partir de este valor, la tensión de salida comienza a crecer a medida que aumenta la alimentación. Finalmente, cuando se alcanza una tensión de entrada suficientemente alta, la tensión de salida se hace igual a 10 V y apenas es afectada por incrementos posteriores en la tensión de alimentación.

Sin embargo, en las muestras irradiadas, la relación es más compleja. En la zona de bajas tensiones, se observa que la tensión de salida crece más o menos linealmente pero esta tendencia desaparece súbitamente al llegar a una tensión de salida cercana a 7 V. A partir de este valor, el incremento se ralentiza. Esta zona muerta es muy pequeña en las muestras menos irradiadas pero su anchura crece a medida que progresa la irradiación. Una consecuencia de este hecho es que la tensión nominal de salida requiere tensiones cada vez mayores para ser alcanzada.

Cuando la radiación ha alcanzado una dosis suficientemente alta ($8\text{-}9\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$), la zona muerta en torno a 7 V no puede ser franqueada. Finalmente, las muestras más irradiadas no son capaces siquiera de alcanzar esta zona.

Por otra parte, se observó una progresiva dependencia de la alimentación en las muestras menos irradiadas, capaces de alcanzar la tensión nominal de salida (Fig. 8.8). Este hecho puede interpretarse como un crecimiento del coeficiente de regulación de línea. Sin embargo, la dependencia no es lineal por lo que no tiene sentido calcular este parámetro.

8.2.2 Corriente en cortocircuito

La corriente en cortocircuito fue medida en todas las referencias de tensión REF102, sin importar si la referencia alcanzaba o no la tensión nominal de salida. Asimismo, fue medida a diferentes tensiones de alimentación (15, 20 y 30 V) para observar la posible relación entre la corriente de salida, la dosis de radiación y la tensión de entrada.

La tabla 8.1 muestra los valores de tensión medidos en las muestras irradiadas de la referencia REF102 con distintos valores de alimentación. Pueden observarse dos hechos fundamentales: En primer lugar, se aprecia un fortísimo descenso en el valor de la corriente de salida. Por otra parte, se constata que la dependencia con la tensión de alimentación es cada vez más acusada. Asimismo, se han marcado en negrita los casos en los que se observó que la referencia de tensión alcanzaba el valor nominal de la salida. En general, las referencias de tensión alcanzaban el valor nominal de la tensión de salida si y solo si la corriente en cortocircuito era superior a un límite situado entre 1.16 y 1.24 mA.

Tabla 8.1: Corriente en cortocircuito de muestras irradiadas de REF102 con diversas tensiones de alimentación.

Flujo	@15V	@20V	@30V
No radiado	28.0	28.0	27.0
1.80E+13	1.48	1.70	2.50
2.28E+13	1.16	1.47	1.56
2.76E+13	0.86	1.01	1.57
3.46E+13	1.40	1.81	1.75
3.73E+13	0.86	1.04	1.28
3.73E+13	1.16	1.41	1.59
4.33E+13	1.75	1.61	2.04
5.11E+13	0.74	0.87	1.24
6.78E+13	0.43	0.51	0.71
7.60E+13	0.59	0.67	0.90
9.07E+13	0.37	0.45	0.64
9.95E+13	0.14	0.17	0.24
$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}$	mA	mA	mA

8.2.3 Consumo de corriente

Este parámetro fue medido durante la irradiación con una tensión de alimentación de 15 V. Después de ella, se analizó detalladamente la relación existente entre este parámetro y la tensión de alimentación.

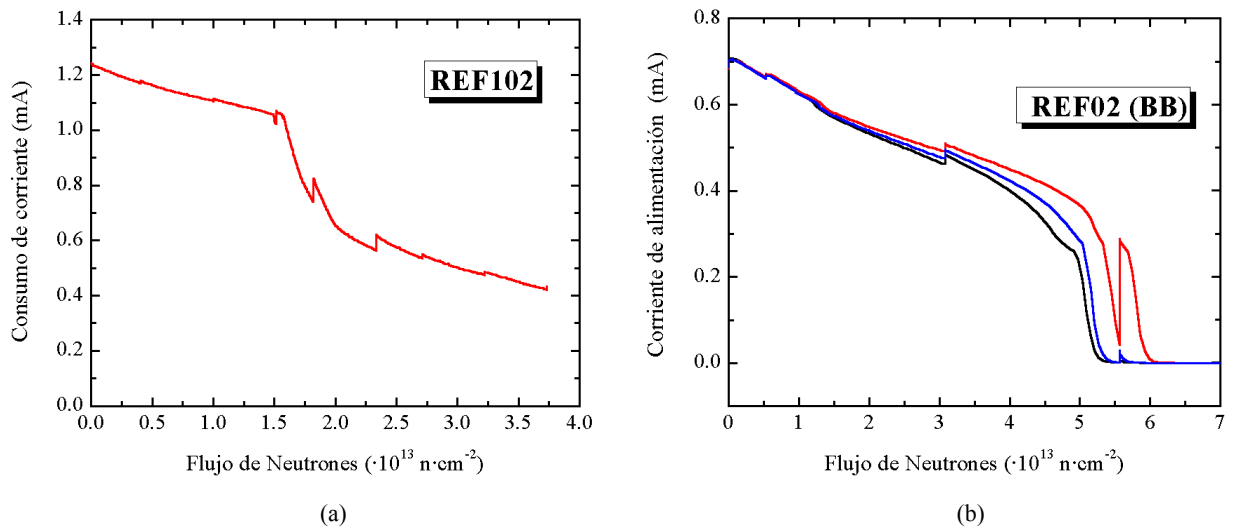


Fig. 8.9a-b: Evolución del consumo de las referencias de Zener enterrado durante la irradiación.

Fig. 8.9a-b muestra el cambio observado en la corriente de alimentación a 15 V de algunas muestras irradiadas. Puesto que las referencias tenían una carga conectada a la salida, la corriente de alimentación es la diferencia entre la corriente que entra en la referencia y la que sale a través de la carga. Puede observarse que la corriente de alimentación disminuye a medida que progresa la irradiación. En un principio, el decrecimiento es suave aunque existen algunos niveles de radiación en los que se producen cambios acelerados hacia valores bastante menores.

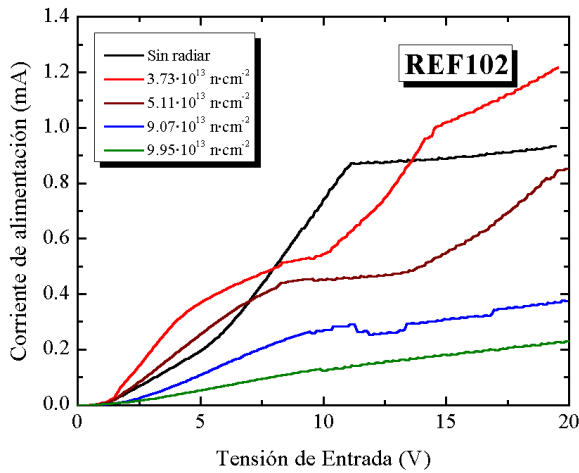


Fig. 8.10: Dependencia del consumo de corriente de las referencias irradiadas frente a la alimentación.

aumenta en el rango de pequeñas tensiones, se para y comienza de nuevo a subir. Por otra parte, hay que reseñar que la influencia de las tensiones de alimentación es cada vez mayor en las referencias irradiadas. En el caso de que la dosis de radiación sea muy elevada, el consumo de corriente es mínimo.

8.3 Referencias de tensión *bandgap*

En este grupo, se irradiaron las referencias de tensión AD780 y REF02 de Analog Devices y los modelos REF02 y REF01 de Maxim. Todas las referencias están basadas en la celda de Brokaw y sólo se diferencian en las resistencias que realimentan al amplificador operacional. Por este motivo, la referencia de tensión AD780 tiene una salida de 2.5 ó 3.0 V, las referencias REF02, 5 V, y el modelo REF01, 10 V.

Todas ellas tienen un terminal adicional que permite evaluar la temperatura interna de la referencia. Este terminal está unido al nodo TEMP de fig. 4.42 y es una tensión proporcional a la temperatura, como demuestra (4.90).

8.3.1 Tensión de salida

Como en las referencias de tipo Zener enterrado, en las referencias de tipo *band-gap* aparecen dos etapas diferenciadas de comportamiento. En primer lugar, se produce un suave incremento de la tensión de salida que no llega a ser superior a unos cuantos milivoltios (Fig. 8.11a). Sin embargo, a partir de un determinado valor el crecimiento se ralentiza hasta que el comportamiento se invierte y la salida comienza a descender. Al llegar a una determinada dosis, el descenso de la tensión de salida se acelera hasta anularse completamente en la referencia de tensión AD780 (Fig. 8.11b).

Una vez que finalizó la irradiación y que transcurrió el tiempo necesario para que se desactivasen las muestras, se procedió a medir la relación entrada-salida en este tipo de dispositivos. En el caso de la referencia de tensión AD780, la salida era continuamente nula. En

Asimismo, la relación entre la tensión de entrada y la corriente de alimentación también se ve afectada por el daño por desplazamiento (Fig. 8.10). En las muestras no irradiadas, se observa un progresivo incremento del consumo de corriente que se ve frenado cuando la entrada es suficientemente alta como para que la salida de la referencia alcance el valor nominal. A partir de este valor, el consumo apenas crece. En cambio, en las referencias medianamente irradiadas, se observa que el consumo

cambio, en las otras referencias se observaron resultados bastante interesantes. Fig. 8.12a muestra la relación encontrada en las referencias REF02.

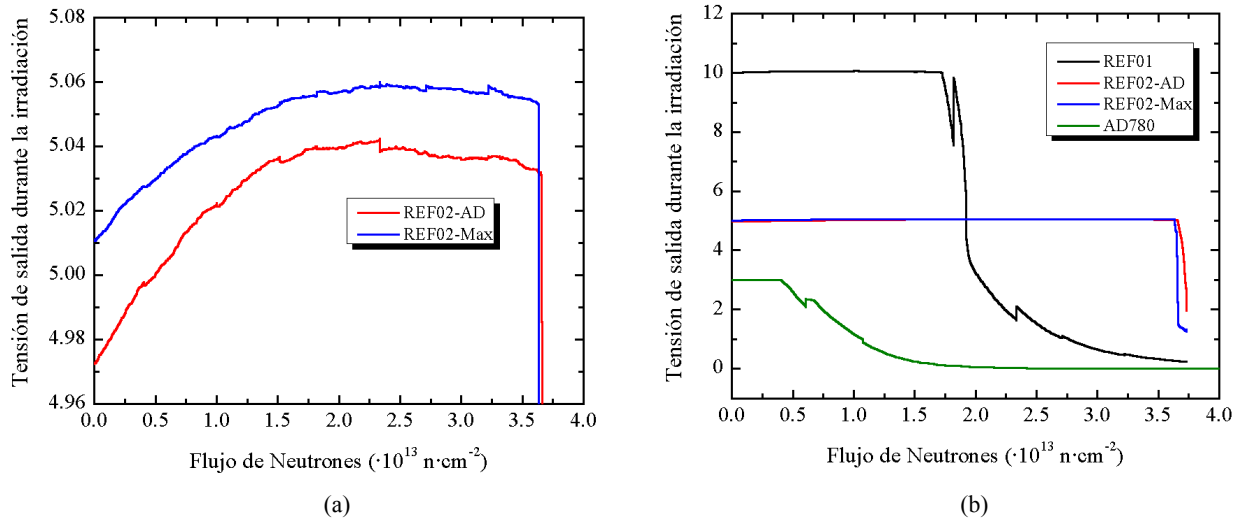


Fig. 8.11a-b: Evolución de las referencias band-gap durante la irradiación: Primera fase (a) y rango completo de flujo de neutrones (b)

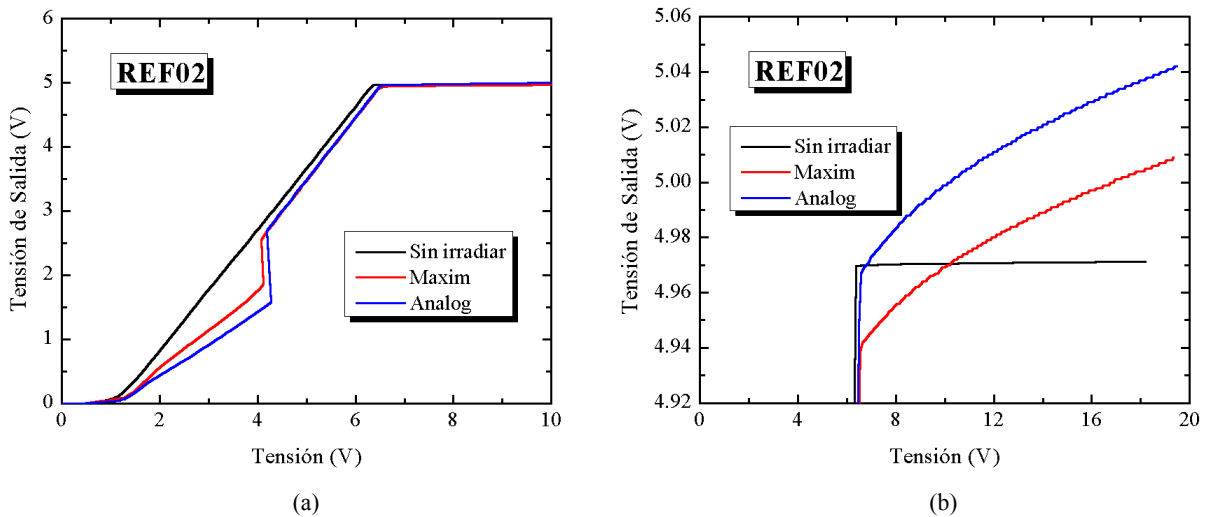


Fig. 8.12a-b: Relación entrada-salida de los modelos REF02 antes y después de la irradiación: Toda la escala (a) y ampliación en torno a la tensión nominal de salida (b).

En primer lugar, se observa un extraño comportamiento en torno a $+V_{CC} = 4 \text{ V}$, que podría relacionarse con un fenómeno de histéresis. Si se franquea esta región, los valores de la tensión de salida antes y después de la irradiación son bastante parecidos. Cuando se alcanza la tensión nominal de salida, se comprobó que la influencia de la tensión de alimentación era mucho mayor en las referencias no irradiadas (Fig. 8.12b). La relación es no lineal por lo que sólo se puede estimar de forma aproximada el valor del coeficiente de regulación de línea ($\approx 4 \text{ mV/V}$ en ambos modelos). Antes de la irradiación, el valor era de $80 \mu\text{V/V}$.

8.3.2 Tensión térmica

Este parámetro es una segunda salida que suelen llevar las referencias de tensión tipo *band-gap*. Fig. 8.13 muestra la evolución de esta tensión de salida en la referencia de tensión AD780. Se ha representado esta tensión en función del flujo de neutrones, Φ , y se ha comparado con el valor teórico. Éste se calcula de acuerdo con las instrucciones del fabricante pues la tensión de salida del terminal térmico es igual a:

$$V_{TEMP} = 560 + 2 \cdot (T - 25) \quad (mV) \quad (8.1)$$

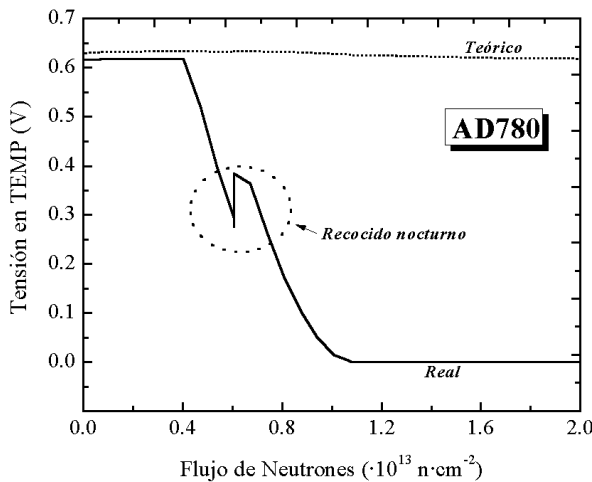


Fig. 8.13: Evolución de la tensión de medida de temperatura de la referencia AD780 durante la irradiación. Se compara con el valor teórico calculado a partir del sensor PT-100.

La temperatura fue medida con sensores PT-100 colocadas en la placa en que se hallaban las referencias. Inicialmente, hay una pequeña discrepancia entre la tensión de salida real y la teórica, achacables a errores en la medida de la temperatura o a la propia tolerancia de las referencias de tensión, ya que el fabricante reconoce que, cuando $T = 25^\circ\text{C}$, TEMP no es exactamente 560 mV sino que es un valor entre 500 y 620 mV. Sin embargo, a pesar de esta pequeña diferencia, la evolución es muy parecida.

Finalmente, al alcanzar una determinada dosis de radiación, la tensión de salida en TEMP comienza a decrecer con rapidez hasta que se anula por completo si $\Phi \geq 9 \cdot 10^{12} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Hay que tener en cuenta un hecho bastante importante. Esta tensión es proporcional al cociente de un par de resistencias multiplicada por la corriente total que atraviesa el núcleo de la referencia de tensión (Fig. 4.42). Asimismo, en todas las referencias de tensión examinadas el núcleo de la referencia estaba conectado a la salida del amplificador operacional. Puesto que las resistencias son inmunes a la radiación, se deduce que el descenso de la tensión de salida está relacionado con un descenso de corriente. Esto nos conduce a pensar que el amplificador no proporciona suficiente corriente como para polarizar correctamente el núcleo central.

8.3.3 Corriente en cortocircuito

Este parámetro se midió en todas las referencias de tensión de la misma manera que en las referencias de tensión con diodo Zener enterrado, es decir, con entradas de 15, 20 y 30 V. Los datos se muestran en tabla 8.2 y se han representado en **negrita y cursiva** las situaciones en las que el dispositivo había alcanzado la tensión nominal de salida. La corriente de salida de la

referencia AD780, que recibió $1.6 \cdot 10^{14} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, era nula fuera cual fuera la tensión de alimentación y se ha descartado su representación en la tabla al carecer de interés.

A semejanza de las anteriores referencias, se observa una disminución de la corriente de salida de las muestras, siendo este hecho más importante en la referencia REF01. Por otra parte, se encuentra que la corriente de salida depende enormemente de la tensión de alimentación. Por ejemplo, un cambio de 15 V en la alimentación de la referencia REF02 de Maxim prácticamente sextuplica la corriente de salida. En cambio, antes de la alimentación la influencia era prácticamente inexistente e incluso actuaba en sentido opuesto.

Tabla 8.2: Corriente de salida en cortocircuito de diversas referencias band-gap irradiadas

	NIEL	@15V	@20V	@30V
REF02	0	26.0	25.0	24.0
<i>Analog</i>	$3.73 \cdot 10^{13}$	2.1	5.6	11.0
REF02	0	26.0	25.0	24.0
<i>Maxim</i>	$3.73 \cdot 10^{13}$	3.4	8.9	19.0
REF01	0	26.0	25.0	24.0
<i>Maxim</i>	$3.73 \cdot 10^{13}$	0.42	0.55	0.87
	$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}$	mA	mA	mA

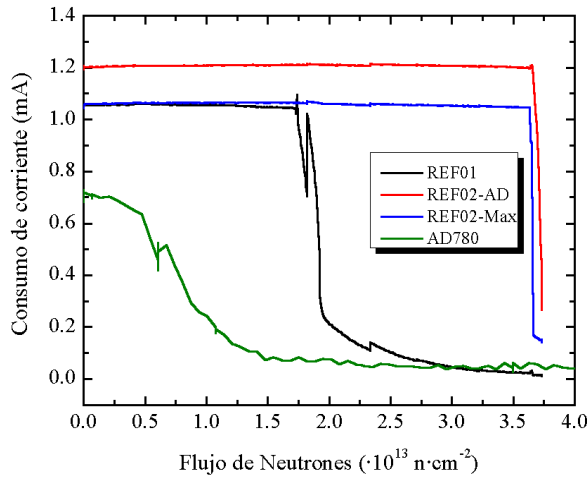


Fig. 8.14: Evolución del consumo de corriente de las referencias band-gap en función de la dosis de radiación.

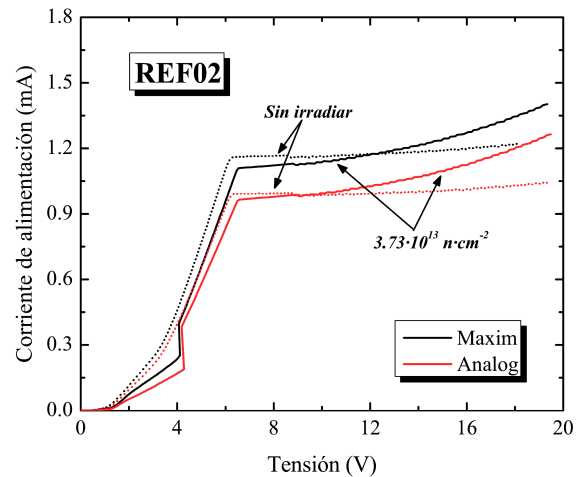


Fig. 8.15: Relación entre la tensión de alimentación $+V_{CC}$ y el consumo de corriente I_{QC} .

8.3.4 Consumo de corriente

Este parámetro se midió durante la irradiación con una alimentación de 15 V y los resultados se muestran en fig. 8.14. Puede observarse que la corriente requerida por la referencia de tensión decrece con la radiación. En el caso de las referencias de tensión REF02, el descenso aparece al final de la irradiación, coincidiendo con el momento en que se produjo el descenso en el valor de la tensión de salida (fig. 8.11).

La dependencia que existe entre el consumo de corriente y la tensión de alimentación se muestra en fig. 8.15. Se ha decidido representar únicamente la referencia REF02 para no complicar excesivamente la imagen ya que los resultados fueron similares en la referencia REF01 y totalmente nulos en la referencia AD780.

En la zona de bajas tensiones, se observa la existencia de un fenómeno de histéresis, similar al observado en la tensión de salida. Una vez superado este tramo, el consumo de

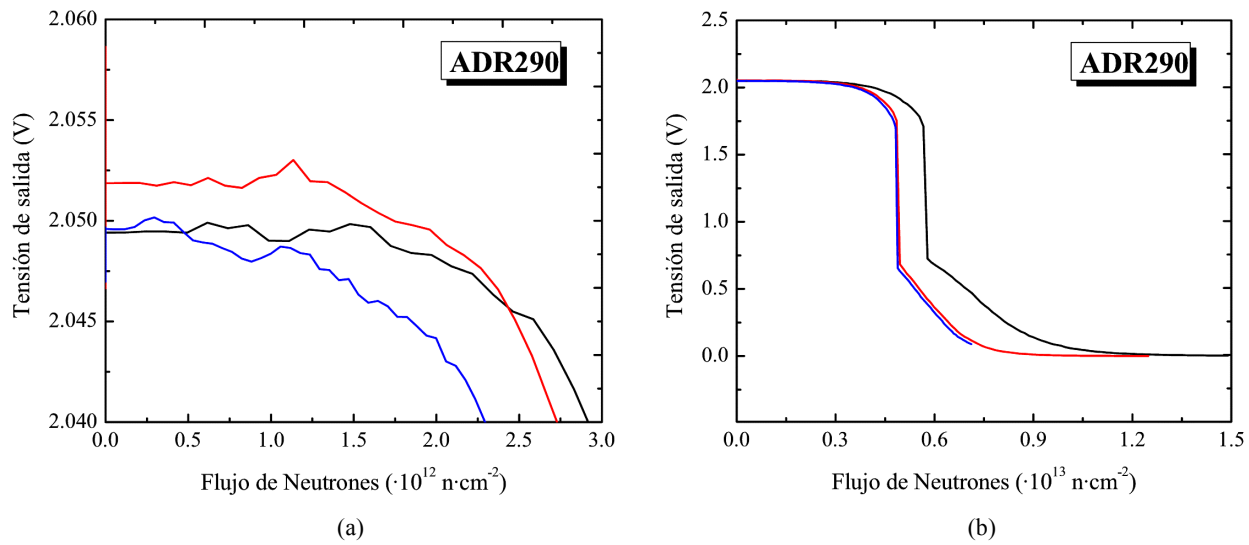


Fig. 8.16a-b: Evolución de la tensión de salida de una referencia XFET: En torno a la tensión nominal de salida (a) y en todo el rango de flujo de neutrones (b).

corriente es algo menor después de la irradiación que antes. Sin embargo, la dependencia de la fuente de alimentación es tan acusada que, en el rango de tensiones entre 15 y 20 V, el consumo es mucho mayor que antes de la irradiación.

8.4 Referencias de tensión XFET

Se irradió el modelo ADR290 como representante de esta familia, cuya salida nominal es 2.048 V y el consumo de 12 μA si la referencia no está cargada. Se irradiaron tres muestras, que recibieron dosis de 4.3, 7.6 y $9.1 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ aunque, en la práctica, las muestras fueron destruidas con dosis mucho menores ($\sim 1.3 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$) por lo que sólo se disponen de los datos obtenidos durante la irradiación.

En esta referencia, se observó que la tensión de salida decrecía suavemente durante la irradiación (Fig. 8.16) y que este descenso se aceleraba poco a poco. Finalmente, al llegar a una dosis de radiación entre $5\text{-}6 \cdot 10^{12} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, se produce una caída brusca hasta 0.75 V (fig. 8.16). A partir de este valor, la tensión de salida decrece con suavidad hasta 0 V.

En el caso de la corriente de alimentación (Fig. 8.17), se observó un leve incremento en el consumo hasta que alcanza

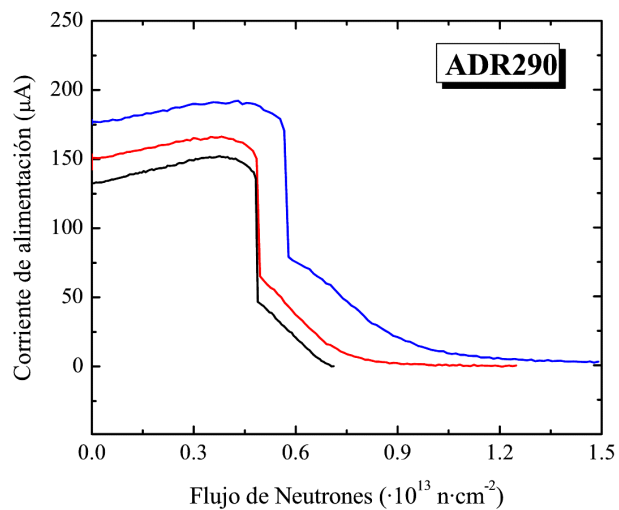


Fig. 8.17: Consumo de corriente de una referencia XFET a 15 V en función del flujo de radiación.

un máximo y comienza a decrecer. También se constató que se producía un salto brusco, como en la tensión de salida. A continuación, la corriente sigue descendiendo poco a poco hasta ser prácticamente nula.

Tras la irradiación, las muestras no mostraron ningún tipo de actividad, por lo que hay que descartar que la red cristalina se pueda recuperar por recocido térmico. Fuera cual fuera la tensión de alimentación, tanto la tensión de salida como la corriente eran nulas.

8.5 Degradación del amplificador interno en las referencias de tensión

En los apartados anteriores, se comprobó que la evolución de las referencias de tensión es muy parecida sea cual sea la tecnología de fabricación. Los puntos comunes son los siguientes:

- Modificación suave de la tensión de salida en la primera parte de la irradiación.
- Decrecimiento acelerado de la tensión de salida con dosis altas de radiación.
- Descenso de la corriente en cortocircuito de la salida I_{ShCC} .
- Disminución del consumo de corriente, I_{QC} .
- Mayor influencia de $+V_{CC}$ sobre todos los parámetros.
- Existencia de un valor mínimo de I_{ShCC} para alcanzar el valor nominal de salida.

Estos hechos apuntan claramente a que el mecanismo de degradación es básicamente similar en todos los modelos y, puesto que el núcleo de la referencia es distinto, la respuesta debe encontrarse en el amplificador operacional.

8.5.1 Influencia de $+V_{CC}$ en V_{OUT}

Centrémonos en el estudio de las referencias de tensión con diodo Zener enterrado, que tienen una interesante propiedad: En estas referencias, el núcleo es extremadamente tolerante a la radiación, tal y como demuestran los resultados obtenidos en los diodos Zener discretos. Por tanto, es evidente que la degradación de estas referencias debe estar relacionada con la del amplificador operacional interno. Los resultados podrán extrapolarse a las referencias *band-gap* pues se ha demostrado que estas referencias sin operacional son más resistentes a la radiación que las que lo poseen [Rax97]. En cambio, se desconoce la posible tolerancia del núcleo de las referencias XFET. La causa está en que se sabe que los transistores JFET son muy tolerantes pero, desafortunadamente, la estructura de la fuente de corriente I_{PTAT} es desconocida.

El primer punto que se va a estudiar es la creciente influencia de la tensión de alimentación en la salida en las referencias de tensión con diodo Zener enterrado. Este fenómeno se identificaría con un incremento del coeficiente de regulación α si la relación fuese totalmente lineal. En estas referencias, el diodo Zener está conectado a la salida del amplificador operacional. Por tanto, la tensión de alimentación no puede influir directamente en este diodo y sólo puede hacerlo en el amplificador operacional.

De acuerdo con (4.82), el coeficiente de regulación es proporcional al valor de $PSRR$ del amplificador operacional. El otro término presente en la ecuación es un cociente entre resistencias, que no cambia nunca debido a la naturaleza metálica de éstas. Por tanto, el crecimiento de α es debido única y exclusivamente al crecimiento de $PSRR$. Este fenómeno fue observado en los amplificadores operacionales y se puede comprobar que las estimaciones de α y los valores de $PSRR+$ y $PSRR-$ mostrados en el capítulo 6 son del mismo orden de magnitud. Por ejemplo, en fig. 8.8 aparece una muestra que recibió una dosis de $2.56 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ y cuyo coeficiente de regulación de línea sería del orden de 10 mV/V, que es un valor que casa perfectamente con los mostrados en 5.3a-b. En el caso de las referencias de tipo *band-gap* REF02 (fig. 8.12), el coeficiente de regulación de línea sería del orden de 3 mV/V, que también se encuentra en el rango de valores medidos en los amplificadores operacionales discretos.

8.5.2 Descenso de la corriente de cortocircuito de la salida

Otro fenómeno asociado directamente a la degradación del amplificador operacional es el descenso de la corriente de salida en cortocircuito, que disminuye en todas las referencias examinadas. Se demostró en el cuarto capítulo que esta corriente es igual a la que puede proporcionar el amplificador operacional de la salida. Puesto que éste se debe comportar como sus parientes los amplificadores operacionales discretos, se deduce que la corriente en cortocircuito de la referencia disminuye.

Asimismo, se sabe que, en los operacionales, el cociente entre los valores de I_{ShCC} a diferentes valores de $+V_{CC}$ crece con la radiación (fig. 6.23d). Si bien es cierto que existe una pequeña diferencia entre las etapas de salida de las referencias de tensión y los amplificadores discretos (Las primeras suelen ser clase A y los segundos AB), existe una base teórica sólida para extrapolar los resultados de los operacionales a las referencias. Se deduce de forma inmediata que la corriente de salida de una referencia depende cada vez más de $+V_{CC}$ a medida que aumenta la dosis de radiación (Tablas 8.1 y 8.2).

8.5.3 Evolución de V_{OUT} frente a Φ

Los resultados anteriores nos permiten comprender la evolución de la tensión de salida durante la irradiación así como la relación existente entre $+V_{CC}$ y V_{OUT} por debajo de la tensión nominal de salida. En primer lugar, durante la primera parte de la irradiación, se observó un desplazamiento suave de la tensión en todas las referencias. Los motivos de este cambio pueden ser varios y se enumeran a continuación:

- a) Evolución de la tensión de *offset* del amplificador operacional.
- b) Incremento del valor del coeficiente de regulación de línea α .
- c) Disminución de la ganancia en lazo abierto del amplificador operacional.
- d) Aumento de las corrientes de polarización de la entrada del amplificador.

La elección de estos parámetros está basada en los resultados del apartado 3.5. La evolución de la tensión de *offset* de los amplificadores operacionales es bastante imprevisible, como se vio en los amplificadores operacionales discretos, y podría justificar por qué algunas referencias de tensión muestran un crecimiento en la tensión de salida en tanto que otras disminuye. Por otra parte, la influencia de las corrientes de polarización podría tener un signo u otro en función de su dirección y diferencia de valores, como se demuestra en (4.104)-(4.106).

En cambio, la disminución de la ganancia en lazo abierto conduciría inevitablemente a un descenso en el valor de la tensión de salida, como se demuestra en (4.81) y fig. 4.47. Asimismo, el coeficiente de regulación de línea α también podría afectar a la salida de una referencia de tensión. Imaginemos que, antes de la irradiación, la salida de la referencia es $V_{OUT,15}$ cuando la alimentación es $+V_{CC} = 15\text{ V}$. De acuerdo con (4.72):

$$V_{OUT,15} = 10 + \alpha \cdot (15 - V_{CC,0}) \quad (8.2)$$

Siendo $+V_{CC,0}$ el valor necesario para que $V_{OUT} = 10$. Puesto que el coeficiente α aumenta mucho durante la irradiación en tanto que el coeficiente $15 - V_{CC,0}$ no cambia significativamente (es 10 V en las referencias REF02 y 5 V en las referencias REF102 que recibieron una dosis menor que $2 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$), se infiere que $V_{OUT,15}$ debe aumentar.

En general, todos estos fenómenos podrían intervenir en mayor o menor grado en la evolución de las referencias durante la primera parte de la irradiación aunque no se puede conocer cual es la importancia relativa de cada una de ellos. Probablemente, la influencia del crecimiento del coeficiente α es muy importante ya que su alto valor justificaría un incremento de la tensión de salida similar al mostrado en este capítulo y, a diferencia de los demás parámetros, su evolución fue medida con posterioridad y no sólo postulada de forma teórica.

Si la irradiación prosigue, se encuentra que la salida de la referencia de tensión comienza a disminuir de forma mucho más rápida. Este hecho puede ser explicado con suma facilidad recordando que la salida de la referencia se encontraba cargada con una resistencia que la forzaba a dar una corriente igual a 15 mA, 50% de la corriente nominal. Ninguna de las muestras mostradas en las tablas 8.1 y 8.2 es capaz de proporcionar dicha corriente con $+V_{CC} = 15\text{ V}$. La evolución de la corriente en cortocircuito en los amplificadores operacionales es gradual, lo cual justifica que el descenso sea rápido pero no brusco. Esta hipótesis es apoyada por la semejanza existente entre fig. 6.22 y 6.25a, que muestra la corriente de salida de algunos amplificadores operacionales, con fig. 8.6 y 8.11b.

Sin embargo, incluso en el caso de que las referencias de tensión no estuvieran cargadas, el descenso gradual se debería producir. La causa está en que la salida de los amplificadores operacionales están cargadas internamente por las resistencias de la red de realimentación. Por ejemplo, de acuerdo con (4.83), el amplificador operacional de una referencia REF102 debe proporcionar 0.68 mA para polarizar las resistencias internas y el diodo Zener. En el caso de que el amplificador fuese incapaz de proporcionar esta corriente, sería imposible alcanzar la tensión nominal de salida.

Este último hecho justifica por qué sólo se alcanza la tensión nominal si la corriente en cortocircuito de la referencia de tensión es superior a un límite aunque existe un punto que parece contradecir esta teoría. De acuerdo con (4.83), basta con que el amplificador proporcione 0.68 mA para que el diodo Zener sea polarizado correctamente pero, de acuerdo con la tabla 8.1, la corriente mínima está situada entre 1.16 y 1.24 mA. Esta contradicción puede solventarse mediante el siguiente razonamiento. Aceptemos que la etapa de salida de esta referencia sea similar a la mostrada en fig. 4.24 (Etapa de salida clase A). En el caso de que se mida la corriente en cortocircuito, $V_{OUT} \rightarrow 0$, por lo que la tensión colector-emisor de $Q1$, $V_{CE,Q1}$, es $+V_{CC}$. Imaginemos ahora que la referencia irradiada ha alcanzado la tensión nominal de salida ($V_{OUT} = 10$ V). En esta nueva situación, $V_{CE,Q1} = +V_{CC} - V_{OUT} = +V_{CC} - 10$. En el caso de que $Q1$ no hubiese sido irradiado, no habría ninguna diferencia entre las dos situaciones pero, en las referencias irradiadas, la tensión Early de $Q1$ ha disminuido por lo que la influencia de $V_{CE,Q1}$ es mayor. En definitiva, el valor de I_{ShCC} sobreestima la corriente que proporciona la referencia con $V_{OUT} = 10$ V aunque, obviamente, existe una relación de proporcionalidad entre ambos valores.

8.5.4 Efectos de la reducción de I_{ShCC} en la polarización interna de la referencia

Asimismo, la degradación de la corriente en cortocircuito también explica por qué se modifica la relación entre la entrada y la salida de las referencias de tensión REF102. Imaginemos que la referencia de tensión ha sido irradiada y que $+V_{CC} \approx 0$. A continuación, la alimentación comienza a crecer. Si la tensión de alimentación no es suficientemente alta, el diodo Zener no puede entrar en ruptura por lo que el amplificador operacional se encuentra en realimentación positiva y su salida es la tensión de saturación. Esta situación se mantiene hasta alcanzar una tensión de salida entre 6 y 7 V. En estas circunstancias, el amplificador debe dar un máximo de 0.14 mA.

Al alcanzar una tensión entre 6 y 7 V, el diodo Zener entra en ruptura y la corriente que debe proporcionar el operacional aumenta súbitamente hasta alcanzar 0.68 mA si $V_{OUT} = 10$ V. Si el amplificador ha sido irradiado, será incapaz de proporcionarla y la salida se estancará en torno a la tensión de ruptura del diodo Zener. Esto se debe a que la ruptura es gradual (fig. 8.1) y una corriente muy pequeña permite romper el diodo a una tensión 1 ó 2 V menor que la nominal (8.2 V).

A medida que aumenta la tensión de alimentación, la corriente de salida del amplificador también lo hace por lo que se puede dar el caso de que la corriente de salida alcance un valor suficientemente alto como para polarizar correctamente el diodo Zener (fig. 8.7, líneas rojas y marrón). Este hecho explica por qué la tensión mínima de alimentación se incrementa con la radiación.

Si la irradiación continúa, el amplificador está tan dañado que es incapaz de polarizar correctamente el diodo Zener y su tensión de salida apenas varía ligeramente respecto del valor inicial en torno a 7 V (fig. 8.7, línea azul). Finalmente, si la irradiación se prolonga aún más, el amplificador no puede polarizar ni siquiera la red de resistencias y no es capaz de llegar a hacer

entrar el diodo Zener en zona de ruptura (fig. 8.7, línea verde). Por otra parte, los saltos observados en REF02 de Burr-Brown podrían estar relacionados con la capacidad o incapacidad de polarizar correctamente el diodo Zener.

Puede aplicarse este tipo de razonamiento a las referencias de tensión tipo *band-gap*, sobre todo en el caso de la referencia AD780. Como se dijo anteriormente, el descenso del valor de la tensión TEMP estaba relacionado con la disminución de la corriente que polariza la celda básica de la referencia. Como esta corriente debe ser proporcionada por el amplificador operacional, un motivo del descenso podría ser la propia disminución de I_{ShCC} .

También se observaron saltos en las referencias de tensión XFET, hecho que no es extraño pues estas referencias tienen una característica en común con las referencias de diodo Zener enterrado: Sus amplificadores polarizan dos ramas con estructura muy distinta: Resistencias y diodo Zener en un caso, resistencias e I_{PTAT} en el otro. En el caso de las referencias de tensión *band-gap*, el amplificador polariza dos transistores bipolares muy parecidos. Sin embargo, no se puede deducir con certeza cual es el mecanismo de degradación de las referencias XFET: El suave descenso inicial de la tensión de salida podría ser provocado por los motivos mencionados anteriormente, pero también por un descenso de I_{PTAT} . El salto brusco observado en la tensión de salida de la referencia ADR290 podría estar relacionado por la desactivación de esta fuente pero es imposible saber si esta pérdida de funcionalidad se debe a la inutilización de la propia fuente o a la incapacidad del amplificador para polarizarla. En definitiva, se pueden aventurar diversas hipótesis pero el desconocimiento de la estructura interna impide darles completa credibilidad.

8.5.5 Influencia de la radiación en el consumo de corriente

En último lugar, es necesario mencionar que, en general, la corriente de alimentación disminuye con la radiación aunque, en contrapartida, aumenta con la tensión de alimentación. Este resultado es una consecuencia clara de dos hechos: En primer lugar, el consumo del propio amplificador disminuye, tal y como se constató en el capítulo 6. Asimismo, la disminución de la corriente en cortocircuito impide que el amplificador polarice correctamente la red de realimentación, con las consiguientes consecuencias en el consumo de corriente.

Por último, la dependencia del consumo frente a la alimentación es fruto también de ambos fenómenos. Ya se vio en capítulos anteriores que el consumo de un amplificador operacional irradiado aumenta con la tensión. Por otra parte, en el consumo de la referencia también se incluye la corriente que polariza la celda primaria y cuyo valor depende de la corriente de salida del amplificador que, como vimos, aumenta con la tensión de alimentación.

CAPITULO 9

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN EN CONVERSORES DIGITAL-ANALÓGICOS

El último tipo de componentes basado en el amplificador operacional que va a ser estudiado es el *conversor digital-analógico*, *conversor D/A* o *DAC*. En el tercer capítulo, se describieron las estructuras típicas de un conversor y se resaltó el hecho de que es necesario el uso de un amplificador para que funcione correctamente la red divisora de corriente, generalmente R/2R en escalera. Por otra parte, muchos de los conversores comerciales poseen una referencia interna de tensión de tipo Zener enterrado, en la que se halla otro amplificador operacional.

9.1 Descripción de los conversores irradiados

9.1.1 Dispositivos irradiados

En el mercado se pueden encontrar conversores de características muy diversas: Tecnología bipolar o CMOS, entrada serie o paralelo, un número de entradas entre 1 (comparador) y 16 (que es la máxima resolución que ofrecen los fabricantes), salida en tensión o en corriente, etc. De entre todos ellos, se decidió que las pruebas se centrarían en los conversores con 12 entradas en paralelo ya que estos eran los que correspondían a la precisión requerida por el sistema de criogenia del LHC.

Los componentes examinados pueden clasificarse en dos grupos, atendiendo a la tecnología de fabricación. En general, *los conversores D/A CMOS* son de pequeño tamaño y no suelen poseer un amplificador operacional integrado. Por este motivo, su salida es de corriente y requieren un amplificador operacional externo para obtener una salida en tensión. Los modelos examinados fueron los conversores AD7541A, AD7545, DAC82222 (Analog Devices) y MX7541 (Maxim). Los modelos MX7541 y AD7541 son equivalentes aunque son fabricados por compañías distintas. Todos ellos están basados en la red de fig. 4.51 y cuentan con resistencias de película metálica de 10 y 20 k Ω . La resistencia R_{FB} , presente en la misma figura, se encuentra integrada en los conversores D/A y algunos de ellos disponen de componentes lógicos adicionales de control. Estos elementos son los siguientes:

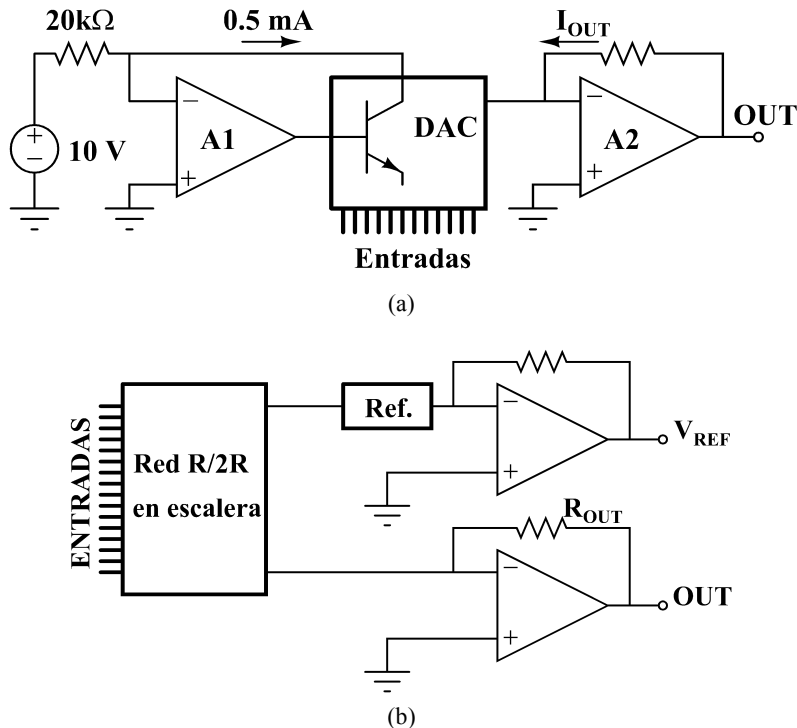


Fig. 9.1a-b: Estructuras internas de los convertidores AD565 (a) y DAC703H (b). En el primer esquema, el A2 es externo.

- AD7545: *Latches* de entrada y entradas suplementarias de control para seleccionar el dispositivo (*Chip Select*) y para realizar la escritura en ellos (*WRite*).
- DAC8222A: *Latches* con entradas *CS* y *WR*, como en el anterior, y entrada *LDAC* para seleccionar uno de los dos convertidores presentes en este dispositivo.

Los convertidores construidos en tecnología bipolar y probados bajo radiación fueron los modelos AD565A y AD667, de Analog Devices, y DAC703KH, de Burr-Brown. Estos convertidores son mucho más complejos que los convertidores construidos en tecnología CMOS. En primer lugar, todos ellos tienen una referencia interna de tipo Zener enterrado, cuyo valor es 10 V en los modelos de Analog Devices y 6.3 V en el caso del modelo DAC703KH.

El convertidor AD565 (fig. 9.1a) posee un amplificador operacional interno para obtener una fuente de corriente de 0.5 mA que polariza una red divisora de corrientes, similar a fig. 4.50. Como en el caso de los convertidores CMOS, este convertidor tiene salida en corriente y necesita un amplificador operacional externo para transformarla en tensión. Asimismo, contiene un par de resistencias internas similares a R_{FB} que han sido ajustadas para que la salida en tensión sea 10 ó 20 V.

De acuerdo con su hoja de características, el convertidor AD667 tiene sus 12 entradas divididas en tres subgrupos que pueden inhabilitarse para transformar el convertidor en uno de menor número de entradas. Asimismo, también cuenta con *latches* de entrada. El núcleo central es una red con salida en corriente pero existe un amplificador operacional interno cuya función es transformar esta corriente en tensión. El rango de tensiones de salida puede ser elegido entre 10 y 20 V gracias a un juego de resistencias internas de naturaleza metálica.

Finalmente, el conversor DAC703KH (fig. 9.1b) tiene una red R/2R de 16 bits en su interior. Se prefirió unir al nudo de tierra los cuatro bits menos significativos para transformar el conversor en uno de 12 bits, semejante a los restantes dispositivos examinados. Una referencia interna basada en un diodo Zener enterrado polariza la red interna del conversor. La salida del conversor se convierte en tensión gracias a un amplificador operacional interno, estando su valor entre ± 10 V. Asimismo, otro amplificador operacional utilizaba la referencia interna para obtener una referencia externa de 6.3 V.

Uno de los objetivos de la irradiación de conversores era la selección del mejor dispositivo para su uso en el LHC. En una primera campaña, se realizaron tests sobre una o dos muestras de cada componente para descartar los dispositivos con una menor tolerancia. A continuación, se realizaron pruebas masivas sobre el componente más interesante. Por este motivo, sólo hay una o dos muestras de los conversores CMOS y DAC703KH. En cambio, hay cuatro muestras del modelo AD667 y ocho del conversor AD565, ya que éstos fueron los conversores más tolerantes y que fueron seleccionados para pruebas exhaustivas a partir de las primeras experiencias.

9.1.2 Condiciones del test

Durante la irradiación, se realizó en la entrada un barrido digital desde 0 a $2^{12}-1 = 4095$ por medio de una tarjeta digital PIO-12. Sin embargo, se decidió no hacer un barrido completo pues, en caso de tomar todos los datos, el tiempo de medida se alargaría hasta, aproximadamente, 10 minutos por conversor. En consecuencia, la duración de cada ciclo sería muy larga y sólo se podría caracterizar el mismo conversor cada una o dos horas. Por este motivo, se decidió incrementar la entrada de 9 en 9 en lugar de 1 en 1. La elección de este número no es casual: Por un lado, es un divisor de 4095, con lo que se medirían los valores $V_{00..0}$ y $V_{11..1}$, importantes para determinar los errores de *offset* y de ganancia del conversor. Por otra parte, todas las entradas se activan en el 50% de los 356 puntos del barrido digital y se detectaría fácilmente la inutilización de alguna entrada.

Asimismo, durante la irradiación se midió el valor de la tensión V_{REF} del conversor, que era interna en el caso de los amplificadores contruidos en tecnología bipolar y externa en el caso de los conversores CMOS.

Una vez que se habían desactivado los isótopos peligrosos tras la irradiación, se determinó la influencia de las alimentaciones en los diversos parámetros del conversor D/A (Tensión de referencia, errores de *offset*, etc.) así como la respuesta en frecuencia de los componentes.

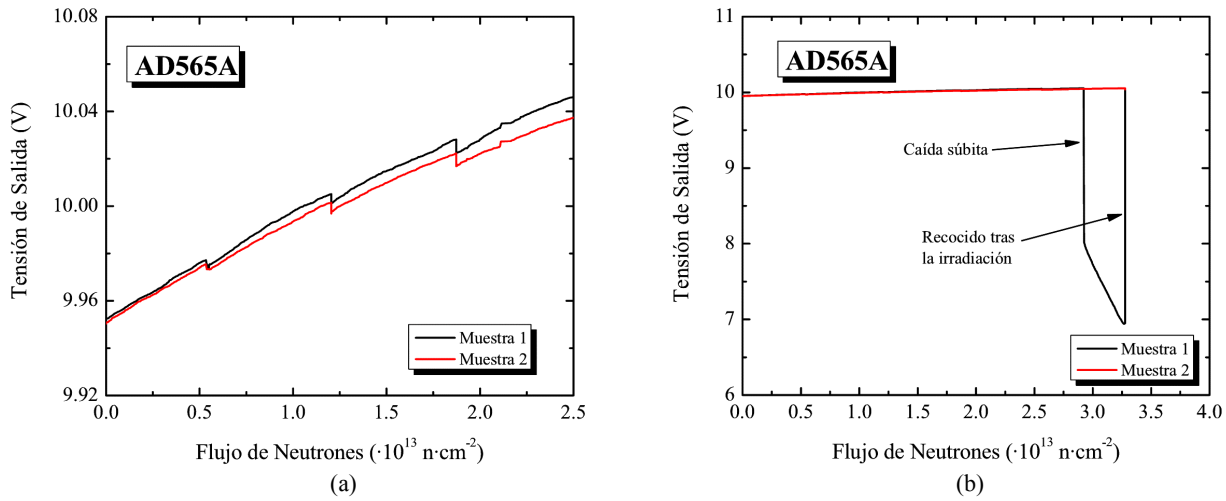


Fig. 9.2a-b: Evolución de la referencia de tensión del convertor AD565: En la primera fase de la irradiación (a) y en todo el rango de valores de flujo de neutrones.

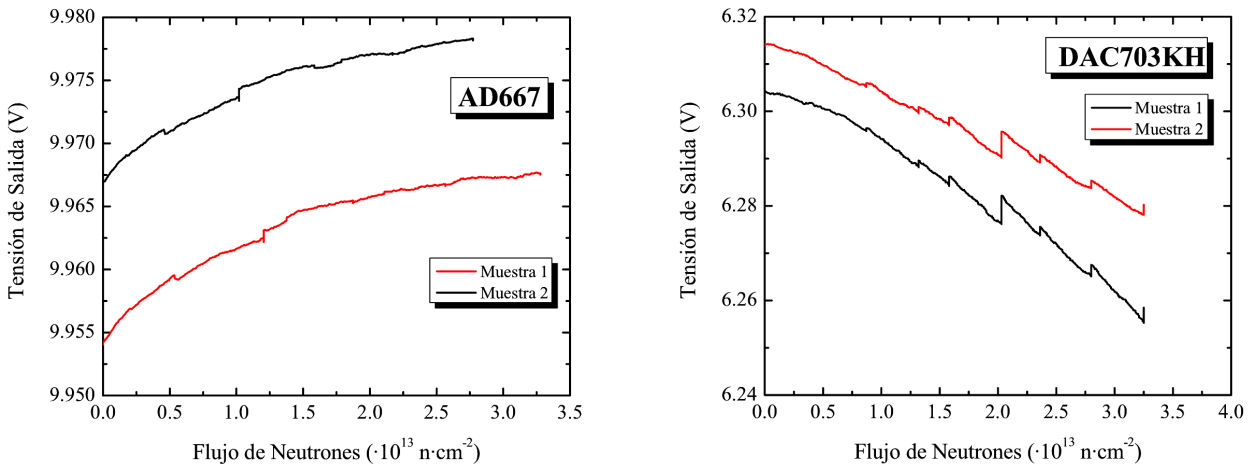


Fig. 9.3: Evolución de la referencia de tensión del convertor AD667

Fig. 9.4: Referencia del convertor DAC703KH

9.2 Conversores D/A en tecnología bipolar

9.2.1 Evolución de las referencias internas

A modo de enlace con el capítulo anterior, se estudiará en primer lugar la evolución de la referencia interna de los convertidores integrados. En todos los dispositivos estudiados, la referencia es de tipo Zener enterrado aunque existe una diferencia importante entre los modelos de Analog Devices y el de Burr-Brown: En el primer caso, la referencia interna de 10 V no difiere demasiado de las referencias estudiadas en el capítulo anterior. Por el contrario, el caso del convertor de Burr-Brown es diferente. Al estudiar fig. 9.1b, se observa que la referencia central (REF) que polariza la red R/2R está completamente aislada del exterior. La referencia de tensión que se puede medir desde el exterior se obtiene a partir de la interior por medio de un amplificador operacional funcionando como transconductor.

9.2.1.1 Evolución de las referencias de tensión durante la irradiación

Al realizarse estas medidas, las referencias trabajaban en la situación propuesta por el fabricante. Por tanto el modo de test difiere del empleado en las referencias de tensión discretas ya que la referencia de un convertidor sólo tiene que alimentar la red divisora de corriente y no el 50% de la corriente nominal, como ocurría en el caso de aquellas.

Aún así, la evolución de las referencias fue muy parecida a la que se observó en las referencias de tensión discretas. Las referencias de tensión de los convertidores AD565 y AD667 sufren un incremento en el valor de la tensión de salida (fig 8.2a-3) en tanto que la del convertidor DAC703KH sufre un leve descenso (fig. 9.4). Además, el convertidor AD565 sufre un salto brusco en la tensión de salida hasta 6-7 V al llegar a una dosis de radiación situada entre $2.5\text{-}3.0\cdot 10^{13}\text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ (fig. 9.2b), y que es muy similar al encontrado en la referencia de tensión REF02 de Burr-Brown.

Tabla 9.1: Efectos de la radiación sobre la referencia de tensión del convertidor AD565.

NIEL	TID	V_{OUT}			I_{ShCC}		
		$V_{CC}=+15,$ $-V_{EE}=-15$	$V_{CC}=+18,$ $-V_{EE}=-15$	$V_{CC}=+15,$ $-V_{EE}=-18$	$V_{CC}=+15,$ $-V_{EE}=-15$	$V_{CC}=+18,$ $-V_{EE}=-15$	$V_{CC}=+15,$ $-V_{EE}=-18$
4.97	2150	10.134	10.134	10.134	0.61	0.70	0.75
4.97	2150	6.600	10.180	6.570	0.49	0.60	0.56
3.35	1840	10.097	10.097	10.098	1.72	2.01	2.13
3.35	1840	10.108	10.107	10.107	1.39	1.60	1.73
2.84	1200	10.093	10.093	10.093	1.06	1.23	1.29
2.51	1140	10.083	10.083	10.084	2.24	2.51	2.71
1.77	1445	10.066	10.066	10.066	2.82	3.18	3.40
1.77	1445	10.072	10.071	10.072	3.37	3.80	4.00
0	0	9.999	9.999	10.000	11.0	11.1	10.9
$\cdot 10^{13}\text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	Gy	V			mA		

9.2.1.2 Influencia de la tensión de alimentación en las referencias de tensión

Se estudió la influencia de las alimentaciones V_{CC} y $-V_{EE}$ en diversos parámetros de las referencias (Tensión de salida y corriente de cortocircuito), cuyos resultados se muestran en el conjunto de tablas 9.1-9.3, cada una de ellas dedicada a un convertidor.

De acuerdo con las anteriores tablas, se pudieron constatar los siguientes hechos:

- La salida de la referencia de tensión depende de las tensiones de alimentación excepto en el convertidor AD565, que no mostró dependencia de ninguna de las alimentaciones.
- La corriente de salida en cortocircuito disminuye con la radiación en todas las muestras. La única excepción es el convertidor DAC703, que mostró un pequeño aumento.
- La corriente de salida en cortocircuito depende fuertemente de las tensiones de alimentación en caso de que la referencia haya sido irradiada.

- En el caso del conversor AD565, los conversores con corriente de salida menor de 0.55 mA no pueden alcanzar la salida nominal de 10 V.

Tabla 9.2: Efectos de la radiación sobre la referencia de tensión del conversor DAC703KH.

NIEL	TID	V _{OUT}			I _{ShCC}		
		V _{CC} = +15, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +18, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -18	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +18, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -18
3.25	1270	6.264	6.267	6.269	13.70	13.40	13.60
		6.287	6.290	6.291	13.80	13.50	14.07
0	0	6.312	6.313	6.313	10.50	10.48	10.10
$\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	Gy	V			mA		

Tabla 9.3: Efectos de la radiación sobre la referencia de tensión del conversor AD667.

NIEL	TID	V _{OUT}			I _{ShCC}		
		V _{CC} = +15, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +18, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -18	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +18, -V _{EE} = -15	V _{CC} = +15, -V _{EE} = -18
3.28	1900	10.013	10.018	10.013	1.03	1.13	1.21
2.84	1200	10.008	10.013	10.008	0.86	0.93	1.01
2.77	1700	10.009	10.014	10.009	0.89	0.97	1.05
2.51	1140	10.013	10.018	10.013	1.37	1.48	2.65
0	0	9.999	9.999	9.998	25	150	26
$\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	Gy	V			mA		

9.2.1.3 Discusión sobre los resultados experimentales

En todos los dispositivos examinados, el fabricante se limita a indicar su naturaleza (Zener enterrado) sin entrar en más detalles. A la luz de los resultados experimentales mostrados en los apartados anteriores, se puede realizar una comparación con los obtenidos en las referencias de tensión discretas del mismo tipo. Es probable que las referencias integradas sean muy similares a las discretas aunque no se puede tener la seguridad completa. Una posible diferencia es la alimentación. En una referencia de tensión discreta, la alimentación es unipolar en tanto que un conversor D/A es bipolar. Por tanto, el fabricante podría utilizar dos fuentes para polarizar el amplificador operacional de apoyo de la referencia en lugar de una única fuente, como ocurría en las referencias discretas. Otra diferencia es obvia en el caso del conversor DAC703KH, ya que la referencia medida desde el exterior es la de un amplificador operacional transconductor que convierte en tensión una corriente originada en la referencia principal.

A pesar de todas estas objeciones, puede apreciarse un paralelismo entre la evolución de estas referencias y la de las discretas. En primer lugar, existe en ambas una dependencia creciente de la tensión de salida frente a la alimentación. La única excepción a este hecho es el modelo AD565, desconociéndose el motivo de su tolerancia frente a la radiación.

Otro hecho significativo es la reducción de la corriente de cortocircuito de salida. Este hecho fue observado también en las referencias discretas y fue asociado con la degradación del

amplificador operacional interno. Asimismo, también se encontró una dependencia creciente de la tensión de alimentación.

La evolución de la tensión de salida durante la irradiación merece un estudio aparte. Al principio, se observó una variación suave de la tensión de salida, que podía ser achacada a una serie de parámetros descritos en ap. 8.5.1. Obviamente, en el caso del conversor AD565, hay que descartar la influencia de la modificación del coeficiente de regulación de línea. Sin embargo, en esta referencia se observó también un salto brusco en la tensión de salida desde 10 V hasta 6-7 V. Este salto fue observado en la referencia REF02 de Burr-Brown y aparece en las referencias cuya corriente de salida ha sufrido un drástico descenso. Asimismo, el valor de 6 ó 7 V está relacionado con un diodo Zener polarizado con una corriente excesivamente baja, como se observaba en la relación entrada-salida de las referencias de tensión REF102 tras la irradiación.

9.2.2 No idealidades de un conversor

En este apartado, se estudiarán los efectos de la radiación sobre los errores típicos de un conversor D/A: Error de *offset*, de ganancia y no linealidad. El resto de parámetros (consumo, tiempo de respuesta, etc.) se estudiarán en un apartado posterior.

9.2.2.1 Error de *offset* y ganancia

La evolución del error de *offset* no es igual en todos los dispositivos examinados. En primer lugar, se comprobó que ninguno de los parámetros del conversor AD565 sufría una modificación significativa durante la experiencia (fig. 9.5). En efecto, se constató que el error de *offset* fluctuaba en torno al valor inicial no más allá de 1 ó 2 LSB y, en el error de ganancia, se observó que el valor inicial estaba situado en torno a 12 LSB y que decrecía ligeramente en las muestras más irradiadas.

En cambio, los demás modelos mostraron comportamientos más complejos. En el caso de los modelos AD667, se observó que el error de *offset* apenas variaba hasta que se alcanzaba una dosis situada entre $8\cdot 10^{12}$ n·cm⁻², momento en el que se produce un salto hasta 20-25 LSB (fig. 9.6). Este crecimiento continúa hasta alcanzar un máximo en torno a 50-55 LSB, momento en el que comienza a decrecer. Este comportamiento es muy parecido al observado en los amplificadores de potencia PA10 y PA12A aunque no debe inferirse que el motivo sea el mismo. Por otra parte, hay que reseñar que el error de ganancia no se modifica durante la irradiación.

En los conversores DAC703KH, se observó un incremento significativo del error de *offset* a partir de un determinado valor de dosis de radiación. Este incremento es prácticamente lineal y está acompañado por una evolución paralela del error de ganancia (fig. 9.7). Esta evolución se produce por una modificación de la relación entrada-salida del conversor. A diferencia de otros conversores, el rango de tensiones de salida está situado entre 10 y -10 V en lugar de 0 y 10 V, como en los otros dos dispositivos examinados. Por este motivo, la relación entrada-salida debe describirse como:

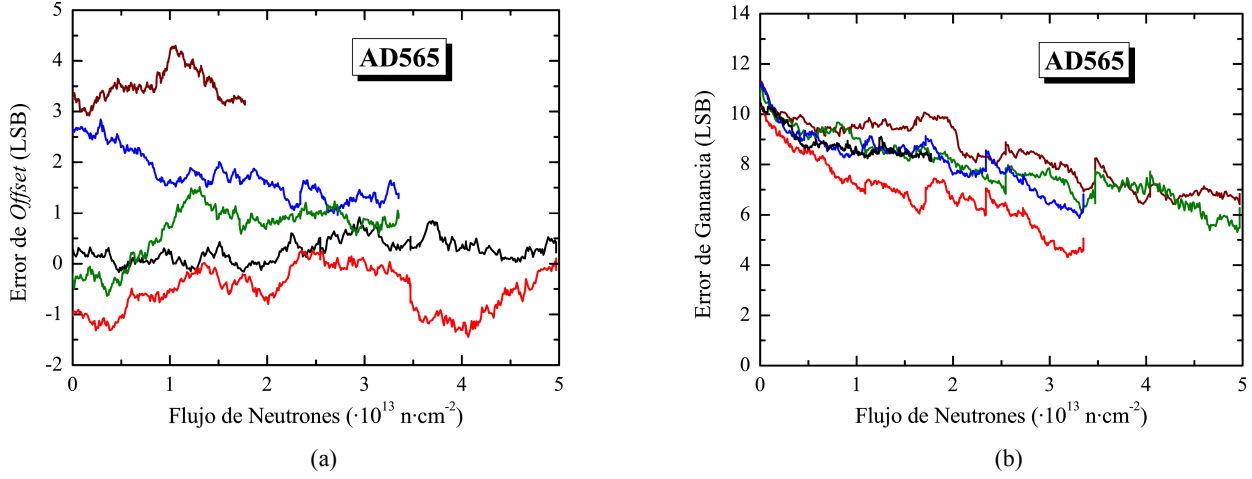


Fig. 9.5: Error de *offset* y de ganancia en el convertor AD565.

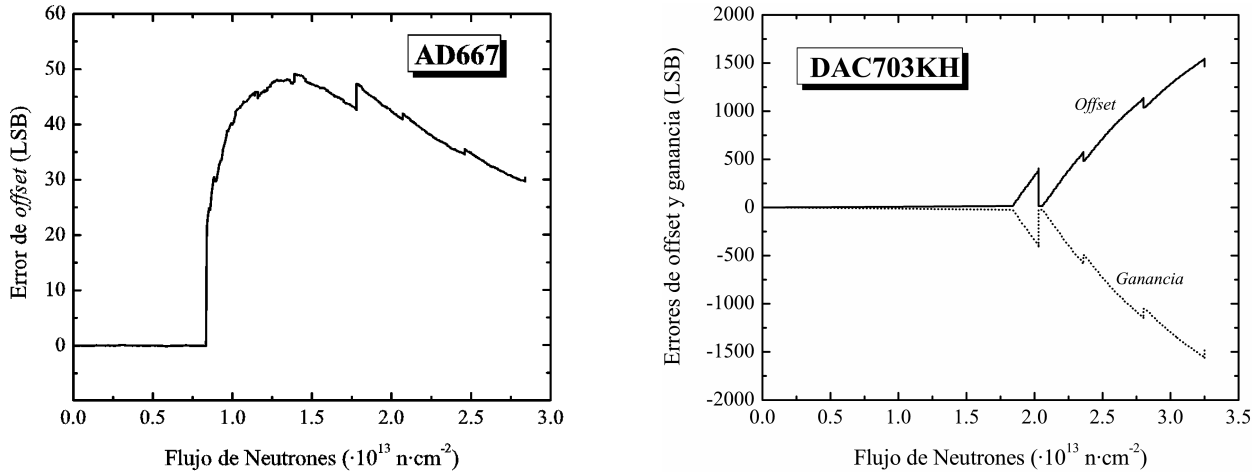


Fig. 9.6: Error de *offset* en el convertor AD667.

Fig. 9.7: Errores de *offset* y ganancia del convertor DAC703

$$V_{OUT} = 10 - V_{LSB} \cdot \left(E_{OFF} + \left(1 + \frac{E_{GN}}{4095} \right) \cdot IN \right) \quad (9.1)$$

Expresión que reemplaza a (4.122). En este dispositivo, se define $V_{LSB} = 20/4096$. En estas circunstancias, el error de *offset* se define como:

$$E_{OFF} = \frac{(10 - V_{00.0})}{V_{LSB}} \quad (9.2)$$

En fig. 9.8, se muestra la relación entrada-salida de un convertor D/A a diferentes dosis de radiación de neutrones. Al principio, la salida es una línea recta pero, a medida que progresa la irradiación, la función se transforma en una línea quebrada, formada por una línea horizontal para las entradas más bajas, y la línea original para los valores de entrada más altos. Asimismo, la posición de la línea horizontal desciende a medida que progresa la irradiación y el valor de $V_{00.0}$ decrece.

El origen físico de este descenso se explicará en un apartado posterior. Sin embargo, este fenómeno permite explicar con claridad cual es la causa del aumento del error de *offset*. Para explicar la evolución simétrica existente entre el error de *offset* y de ganancia, hay que recordar la definición de error de ganancia. En estos conversores, (4.121) sigue verificándose por lo que el error de ganancia es proporcional a la diferencia $-(V_{11..1}-V_{00..0})$. Puesto que el primer término no se modifica en tanto que el segundo sí lo hace significativamente, el cambio asociado en E_{GN} será de la misma magnitud que el error de *offset* aunque de signo contrario.

9.2.2.2 No linealidad de los conversores

En capítulos anteriores, se describieron varios parámetros que permitían estimar la linealidad de un conversor D/A. De entre todos ellos, se ha decidido representar el valor del número relativo de bits N_{REL} como un parámetro que evalúa la linealidad de un conversor..

En las muestras del conversor AD565, se observó un decrecimiento del valor de N_{REL} a medida que se desarrollaba la irradiación (fig. 9.9). Este descenso comienza a acontecer a partir de $5 \cdot 10^{12} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ y es especialmente importante a partir de una dosis de $2 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ pues, al ser $N_{REL} < N_{ENTRADAS} + 1$, no se garantiza la monotonicidad del conversor.

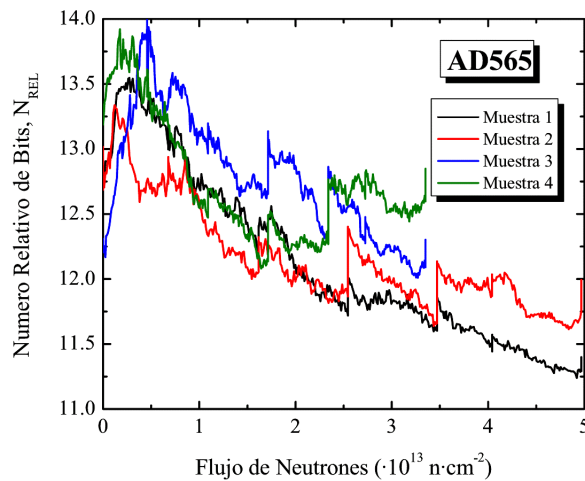


Fig. 9.9: Número relativo de bits de AD565.

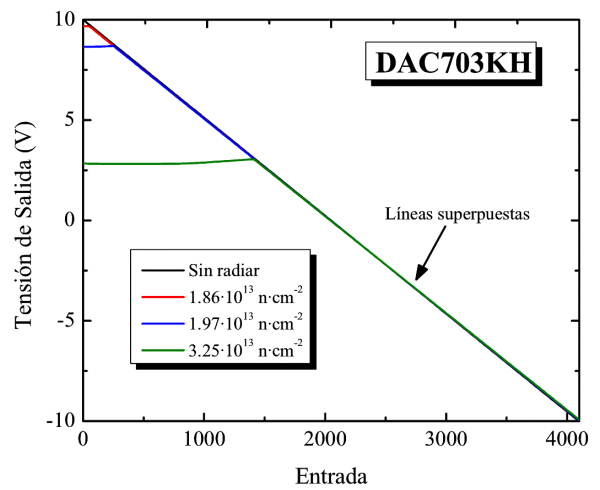


Fig. 9.8: Relación entrada-salida del conversor DAC703KH a diversos valores de flujo de radiación.

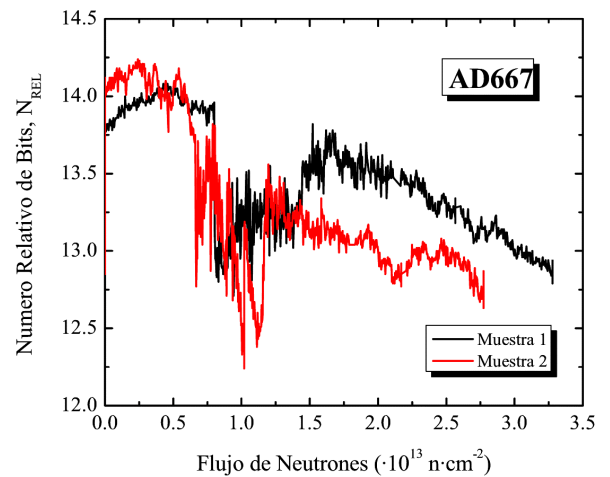


Fig. 9.10: Número relativo de bits de AD667

Este decrecimiento también se observa en el conversor AD667 (fig. 9.10) aunque, debido a la mayor precisión de este dispositivo, la monotonicidad está asegurada hasta $2.5\text{-}3.0 \cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$. Por otra parte, se observa un salto brusco desde 14 hasta 12.7 al alcanzar una dosis de $7.5 \cdot 10^{12} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$, exactamente en el momento en el que se producía el súbito incremento del error de *offset*.

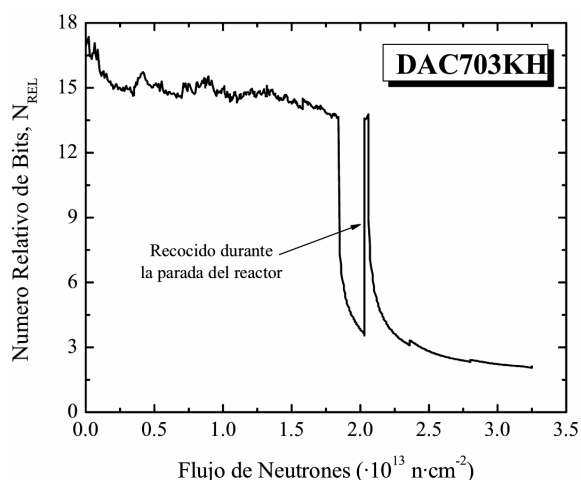


Fig. 9.11: Número relativo de bits del convertidor DAC703.

Por último, el convertidor DAC703KH tiene un comportamiento bastante curioso (fig. 9.11). Inicialmente, el valor de N_{REL} es muy alto (en torno a 18), hecho que no debe resultar extraño pues este dispositivo es un convertidor de 16 bits transformado en uno de 12. Durante la primera parte de la irradiación, se observa un descenso suave en el valor de esta magnitud hasta que, al llegar a una dosis de $1.8 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$, se produce una caída brusca en el número relativo de bits, que en ese momento era superior a 13.

Este descenso puede llegar a hacer que el valor de N_{REL} sea del orden de 3 o menor. El origen de este descenso es fácilmente explicable. A fin de cuentas, N_{REL} es una estimación de la linealidad de un convertidor pero ya se vio fig. 9.8 que este convertidor *no* es lineal ya que la función entrada-salida se había convertido en una línea quebrada. Este hecho lo diferencia de los otros dos, en los que es probable que el descenso del valor de N_{REL} deba relacionarse con desajustes en la red R/2R interna.

Tabla 9.4: Efectos de la radiación sobre la corriente de salida del convertidor DAC703KH.

NIEL	TID	POSITIVA			NEGATIVA		
		$V_{CC} = +15, -V_{EE} = -15$	$V_{CC} = +18, -V_{EE} = -15$	$V_{CC} = +15, -V_{EE} = -18$	$V_{CC} = +15, -V_{EE} = -15$	$V_{CC} = +18, -V_{EE} = -15$	$V_{CC} = +15, -V_{EE} = -18$
$3.25 \cdot 10^{13}$	1270	0.167	0.51	0.065	-28.0	-28.0	-28.0
		0.970	1.60	0.76	-29.0	-29.0	-29.0
0	0	21.2	21.6	20.8	-26.0	-26.2	-27.0
$\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$	Gy	mA			mA		

9.2.2.3 Otros parámetros de los convertidores

En este apartado, se estudiará la evolución de parámetros relacionados con la corriente de salida, la influencia de las alimentaciones, el consumo y la respuesta en frecuencia.

- a) Corriente de salida: La corriente de salida de los amplificadores con salida en tensión (AD667, DAC703KH) fue afectada por la irradiación. En el convertidor AD667, este cambio no fue muy importante, ya que el convertidor continuaba funcionando, aunque sí fue inequívoco. De este modo, una muestra no irradiada puede proporcionar una corriente de 26 mA en tanto que aquellas más irradiadas sólo podían proporcionar 21 mA. Es decir, sólo un 80 % del valor inicial. No se observó dependencia entre este valor y las tensiones de alimentación.

Sin embargo, la degradación fue considerable en el convertidor DAC703KH. La tabla 9.4 muestra los valores obtenidos al medir las muestras irradiadas de este

conversor y en ella se pueden ver algunas características particularmente interesantes. En primer lugar, la corriente en cortocircuito negativa apenas ha sido afectada, siendo además totalmente independiente de las tensiones de alimentación. En cambio, la corriente en cortocircuito positiva se comporta de una manera muy distinta ya que sufre un descenso apreciable en el valor de la corriente de salida y se observa una influencia creciente de la tensión de alimentación. Curiosamente, a diferencia de otros dispositivos, un incremento en la tensión de alimentación negativa $-V_{EE}$ conduce a un descenso de la corriente en cortocircuito I_{ShCC} .

Globalmente, este fenómeno es similar a lo que se observó en los amplificadores operacionales discretos y se relacionarán estos resultados con la evolución de los conversores durante la irradiación.

- b) Influencia de la alimentación en E_{OFF} : Se ha decidido estudiar este parámetro al ser equivalente al concepto de PSRR en el amplificador operacional. En los conversores AD565 y AD667, se observó un leve incremento de la tensión de salida con entrada 00..00. Este incremento era del orden de 1 mV/V y se producía si se modificaba cualquiera de las alimentaciones. En la práctica, el error de *offset* se incrementa con el valor de $|V_{CC}| + |V_{EE}|$. En cambio, no se observó variación significativa en el error de ganancia.

Tabla 9.5: Consumo de corriente de una muestra del conversor AD565 tras ser irradiado. Todos los valores están expresados en mA.

Terminal	Sin irradiar		2.84·10 ¹³ n·cm ⁻² & 1200 Gy (air)	
	Entradas = 1	Entradas = 0	Entradas = 1	Entradas = 0
V _{CC}	2.17	2.17	2.16	2.16
-V _{EE}	13.10	13.04	11.51	11.51
Tierra	6.56	10.88	5.11	9.35
Entradas	2.37	0.35	2.22	0.34
Salida O	0.00	0.00	0.00	0.00
Salida R	1.97	0.00	1.99	0.00

- c) Consumo de corriente: En los conversores examinados, se observó un descenso en el consumo de corriente. A diferencia de otros dispositivos examinados en capítulos anteriores, la determinación del consumo de corriente de estos amplificadores es más compleja pues intervienen tres alimentaciones (+V_{CC}, -V_{EE}, +V_{DD}), dos nudos de tierra (analógica y digital) y 12 entradas por las que puede circular corriente. En todos ellos se observó un descenso en el consumo. Así, p.e., una muestra del conversor AD667 tomaba 5.01 mA de +V_{CC} antes de la irradiación y, tras recibir 3.28·10¹³ n·cm⁻², esta corriente se redujo a 3.66 mA. Una reducción similar se observó en las demás alimentaciones y en los demás modelos. La tabla 9.5 muestra la corriente requerida por

las alimentaciones y entradas de una muestra del conversor AD565 con diversas entradas.

- d) Tiempo de asentamiento: En el conversor AD565, no se observó un empeoramiento de la respuesta en frecuencia. En estos dispositivos, el tiempo de establecimiento era determinado por el *slew rate* del amplificador operacional externo que convertía la corriente en tensión.

Tabla 9.6: Tiempos de asentamiento del conversor AD667.

NIEL	TID	Tiempo Est. (0→10V)	Tiempo Est. (10V→0)
3.28	1900	7.30	0.86
2.84	1200	7.10	0.84
2.77	1700	7.00	0.86
2.51	1140	6.10	0.80
0	0	0.45	0.34
$\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	Gy	V/ μs	V/ μs

En cambio, los conversores con amplificador integrado sufrieron un fuerte aumento en el valor del tiempo de asentamiento. Dado que la red divisora de corrientes parece mucho más tolerante a la radiación, como parecen demostrar los datos obtenidos al irradiar el conversor AD565, este empeoramiento debe achacarse sin ninguna duda a la degradación del amplificador interno. Ejemplo de ellos son los tiempos obtenidos al caracterizar el modelo AD667, cuyos valores se muestran en la tabla 9.7.

9.2.3 Causas de la degradación de los conversores D/A en tecnología bipolar

En el apartado destinado al estudio de la referencia interna, se constató que su evolución era muy similar a la de las referencias discretas. Por tanto, a pesar de que no se conoce cual es su estructura interna concreta, puede concluirse que los cambios medidos son producidos por la degradación progresiva del amplificador operacional interno. Este hecho explica por qué aumenta la tensión de salida, el descenso de la corriente en cortocircuito, la influencia de la alimentación, etc.

El estudio del conversor AD565 nos proporciona una serie de pistas acerca del comportamiento de los conversores bajo radiación. Este conversor carece de amplificador operacional interno y, en su interior, sólo se encuentra la red divisora de corrientes. Ciertamente, esta red es afectada por la radiación pero el efecto de ésta sólo es apreciable en la disminución del valor de N_{REL} , fenómeno que se produce por el desapareamiento de los componentes internos durante la irradiación.

Otros fenómenos como la variación del error de *offset*, de ganancia o el empeoramiento en frecuencia no puede ser justificados por la degradación de la red R/2R por su origen reposa en la degradación de otros componentes internos. Evidentemente, este componente no puede ser otro que el amplificador operacional de apoyo, que funciona como transconductor. La degradación de éste justificaría inmediatamente por qué aumenta el tiempo de establecimiento del conversor

AD667, el descenso de la corriente en cortocircuito, etc. Además, también explica la extraña forma de la función entrada-salida del conversor DAC703KH.

De acuerdo con el fabricante, el amplificador interno que convierte la corriente de corriente a tensión se encuentra cargado con una resistencia de 10 k Ω . Por tanto, el amplificador operacional debe ser capaz de proporcionar corrientes entre ± 1 mA para alcanzar tensiones de salida en el rango de ± 10 V. A partir de la tabla 9.4, puede observarse que el amplificador no tiene

problemas para absorber esta corriente pero es imposible que pueda proporcionar 1 mA. Por tanto, la salida del conversor se satura antes de llegar a 10 V, de manera similar a la que se observó en los amplificadores de instrumentación (Ap. 7.6.2).

La reducción del consumo de corriente no es sorprendente ya que los conversores D/A poseen amplificadores operacionales en su interior. Dado que su consumo se reduce, también se reduce el del conversor D/A que los contiene. Por otra parte, hay que tener en cuenta que los conmutadores internos (fig. 4.52) poseen fuentes de corriente similares a las que existen en los amplificadores operacionales. Dado que estos son susceptibles de sufrir una degradación similar, se produciría una reducción del consumo de corriente.

El único fenómeno del que se carece de explicación es el extraño incremento del error de *offset* del conversor AD667. Este incremento es muy similar al observado en algunos amplificadores de potencia (ap. 6.6.4d) aunque su origen debe ser muy distinto. En el caso de los amplificadores de potencia, se asoció este incremento a una degradación de la etapa de salida pero este hecho no puede extrapolarse a los conversores. La causa de esta afirmación es que, si así fuera, se obtendría una zona de saturación y no un desplazamiento en toda la función de salida, como ocurre en la realidad (fig. 9.12). Por tanto, esta cuestión continúa abierta.

9.3 Conversores D/A en tecnología CMOS

Los componentes irradiados basados en tecnología CMOS fueron los modelos AD7541, MX7541, AD7545 y DAC8222. Puesto que todos tienen salida en corriente, el amplificador operacional de apoyo se colocó en el exterior del reactor, como en el caso del conversor AD565. Asimismo, los conversores que tenían opciones adicionales tales como selección de *chip* o activación del *latch* de entrada fueron configurados de tal forma que estas entradas eran canceladas. Por otra parte, el conversor DAC8222 es dual y sólo se caracterizó uno de los conversores, que fue aquel que el fabricante llama *DACA*. Todos los conversores trabajaban con una referencia externa de 10 V.

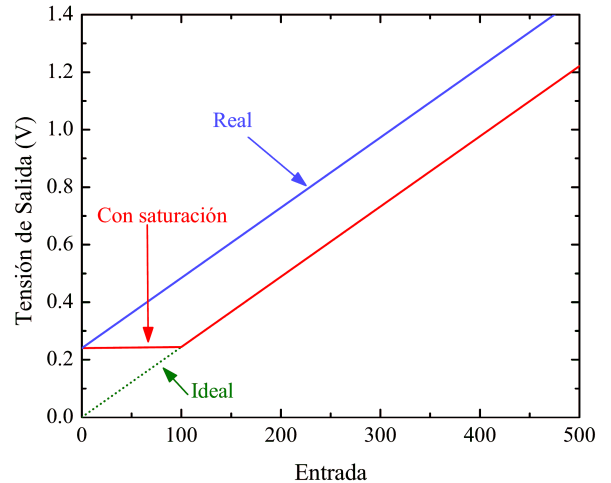


Fig. 9.12: Comparación entre la salida real del AD667 y la teórica si la degradación es similar a la de los amplificadores PA10 y PA12A.

Estos dispositivos se alejan del tema central de esta memoria. En primer lugar, a pesar de que necesitan un amplificador operacional para funcionar correctamente, no tienen ningún dispositivo de este tipo en su interior. Además, están contruidos en tecnología CMOS y no en tecnología bipolar. Sin embargo, se ha considerado que es interesante añadir los resultados obtenidos al caracterizar estos componentes para compararlos con los obtenidos en los conversores puramente bipolares.

Tabla 9.7: Dosis de radiación recibida por los conversores D/A CMOS.

Conversor	NIEL	TID
AD7541A	2.77	1700
MX7541A	2.77	1700
AD7545	2.26	1080
DAC8222	2.26	1080
	$\cdot 10^{13} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$	Gy

Los datos de radiación se muestran en la tabla 9.7. A diferencia de los componentes bipolares, los dispositivos CMOS son bastante tolerantes a la radiación de neutrones. Por este motivo, los protocolos convencionales de *test*, como el propuesto por el equipo de ATLAS [Atl00], permiten obviar las pruebas de daño por desplazamiento en estos componentes. Sin embargo, es posible realizar algunas objeciones a esta idea. P. e.,

los conversores D/A CMOS con pocas entradas no necesitan resistencias internas extremadamente precisas. Esto permite al fabricante recurrir al uso de resistencias de difusión en lugar de las resistencias de película metálica, cuya fabricación es lenta y mucho más costosa. Como se vio en el capítulo 3, las resistencias de difusión son sensibles al daño por desplazamiento, tanto por el aumento de la resistividad como por la aparición de corrientes de fuga hacia el sustrato, por lo que es recomendable realizar *tests* de daño por desplazamiento en estos conversores.

Sin embargo, en los conversores examinados, con una resolución de 12 bits, se requiere una precisión muy alta por lo que es necesario utilizar resistencias de película metálica ajustadas por láser. En definitiva, en estos conversores sólo hay transistores MOS y resistencias de película metálica. Dado que ambos tipos de dispositivos son tolerantes al daño por desplazamiento, todo el daño que sufran los componentes será causado por la radiación ionizante. Por este motivo, los datos se expresarán en función de la radiación gamma ionizante en lugar del flujo de neutrones, a diferencia de lo visto hasta ahora.

9.3.1 Evolución de errores de *offset*, de ganancia y número relativo de bits.

El error de *offset* medido en los conversores irradiados se muestra en fig. 9.13. En ella, se puede observar que el comportamiento típico de los dispositivos es el siguiente:

- En una primera fase, *el error de offset del conversor apenas cambia*. El límite en el que finaliza este comportamiento fluctúa desde 48 Gy en DAC8222 hasta 350 Gy en el modelo AD7541A.
- A continuación, el error de *offset* se hace positivo (si no lo era inicialmente) y *comienza a crecer con rapidez* hasta que se produce la destrucción del conversor cuando el error alcanza el valor crítico de 4095.

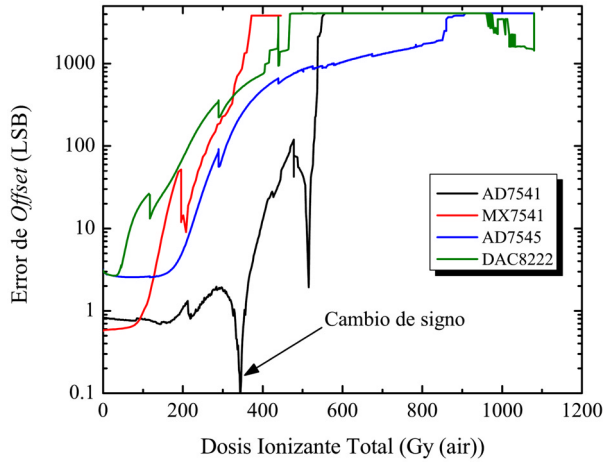
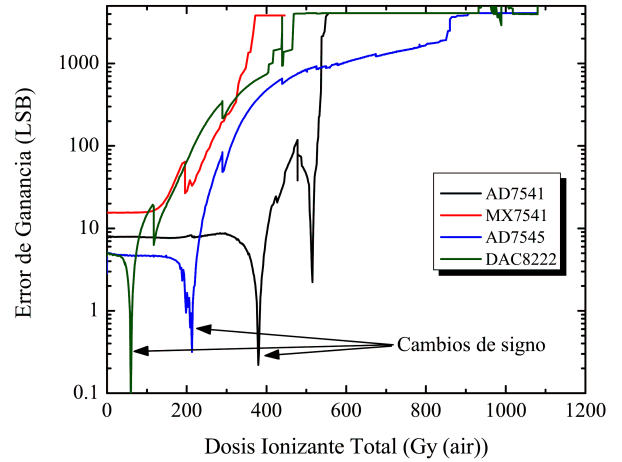
Fig. 9.13: Error de *offset* de los conversores CMOS.

Fig. 9.14: Errores de ganancia de los conversores CMOS

c) Finalmente, *el error de offset se iguala a 4095* y no cambia durante el resto de la irradiación.

La evolución del error de ganancia sorprende bastante. Inicialmente, su valor suele ser mucho mayor que el error de *offset* ($E_{OFF} \approx 1-2$ LSB, $E_{GN} \approx 5-20$ LSB) y se mantiene en el mismo valor hasta que, cuando el error de *offset* comienza a crecer, el error de ganancia se hace negativo y crece al mismo ritmo. Este crecimiento continúa hasta que alcanza un valor de -4095 LSB y el conversor es destruido. Fig. 9.14 muestra la evolución de este parámetro en los conversores. Puede apreciarse que, cuando los errores son muy altos, las gráficas asociadas a la evolución del error de *offset* y de ganancia son muy parecidas. Es decir, $E_{GN} \approx E_{OFF}$.

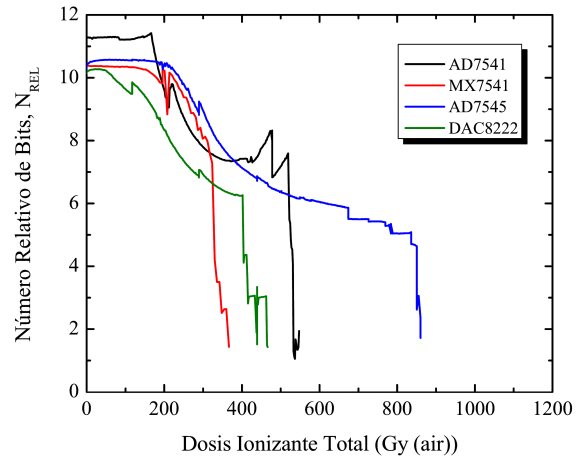


Fig. 9.15: Número relativo de bits de los conversores D/A en tecnología CMOS durante la irradiación.

Por último, puede observarse que el número relativo de bits, N_{REL} , se mantiene estable hasta que el error de *offset* comienza a crecer con la radiación. La evolución de este parámetro se muestra en fig. 9.15 y en estas gráficas se aprecia que la evolución es suave durante la mayor parte de la irradiación aunque, a veces, se producen saltos bruscos hacia valores más bajos.

9.3.2 Relación Entrada-Salida

Para hallar una explicación del comportamiento de los conversores, es necesario observar cómo es la relación entrada-salida de estos conversores, que se muestra en fig. 9.16a-d. En ellas, se han dibujado estas relaciones para diversos valores de radiación.

La figura correspondiente al conversor MX7541 es bastante explícita y permite comprender qué le ocurrió a los conversores. Inicialmente, la relación entrada-salida es una línea

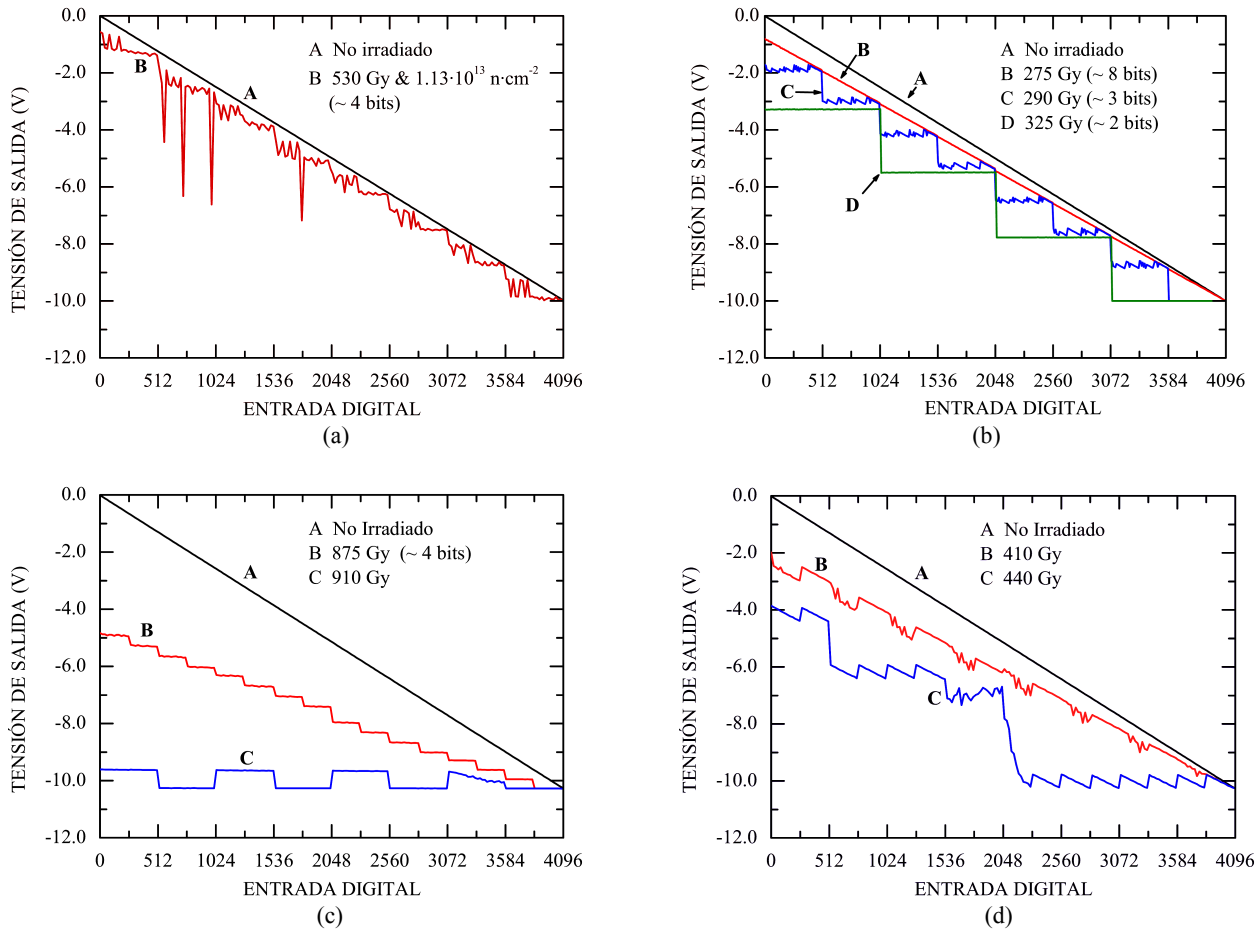


Fig. 9.16: Relación entrada-salida de diversos convertidores D/A en tecnología CMOS a diversas dosis de radiación: AD7541 (a), MX7541 (b), AD7545 (c) y DAC8222 (d) .

recta que va desde 0 a -10 V. Sin embargo, a medida que progresa la irradiación, el valor $V_{00..00}$ va creciendo aunque en ningún momento se modifica el valor de $V_{11..11}$. Si continúa la irradiación, la línea recta se convierte en una línea con forma de escalera, como puede apreciarse en la línea D de este dibujo.

En todos los casos, se observa que existe omnipresencia de las potencias de 2. Por ejemplo, la línea D de fig. 9.16b tiene *cuatro* tramos. Las líneas B y C de 8.15c tienen cada una de ellas, *16* y *8* tramos. Incluso en líneas aparentemente irregulares pueden encontrarse estos patrones: P.e., la línea C de 8.15d tiene *4* tramos principales. En cada uno de ellos, puede encontrarse asimismo *2*, *4*, *2* y *8* valores mínimos por intervalo.

Todos estos datos apuntan hacia un resultado esclarecedor: Los conmutadores CMOS están siendo destruidos. Así, un conversor D/A se habrá inutilizado por completo cuando la entrada efectiva sea 11..11 independientemente del valor real. A consecuencia de esto, cualquiera que sea la entrada, la salida será -10 V.

Esta destrucción no se produce bruscamente ya que algunas entradas son más tolerante que otras. En general, cuanto mayor sea la importancia de la entrada, mayor es su tolerancia aunque no siempre se cumple esta regla. Por este motivo, es posible que, durante una fase de la

irradiación, haya entradas que funcionen en tanto que otras están inutilizadas. Esta es la causa de que las figuras que se muestran sean tan complejas aunque siempre exista una relación con las potencias de 2. Como ejemplo ilustrativo, se muestra fig. 9.17, que representa un convertor de 4 bits en el que las entradas más y menos significativas son siempre iguales a 1.

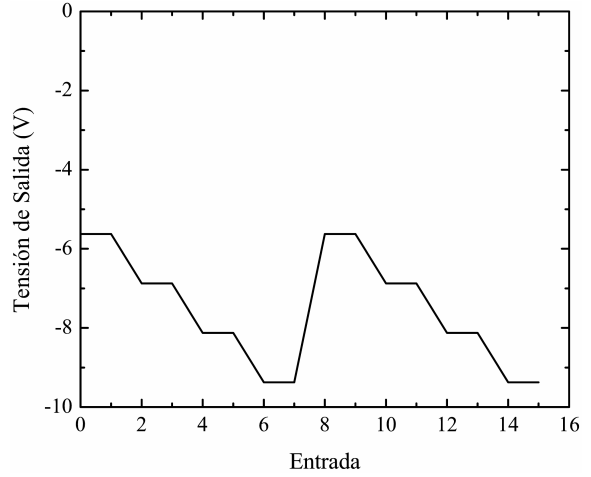


Fig. 9.17: Salida de un convertor de 4 entradas en las que los bits más y menos significativos son siempre igual a 1 cualquiera que sea la entrada.

Por otro lado, está claro que la destrucción de cada entrada no se produce súbitamente. Previamente, se habrán producido corrientes de fuga. Esta suposición aclara dos hechos muy importantes: En primer lugar, aporta una justificación del motivo de que la línea B del convertor MX7541 es una línea recta que no pasa por el origen. En efecto, en un convertor ideal, en el que no hay corrientes de fuga, la tensión de salida del amplificador es 0 V. Sin embargo, la presencia de corrientes de fugas que llegan a la tierra virtual atraviesan la resistencia R_{FB} produciendo una tensión de salida igual a:

$$V_{00..00} = \sum_{k=1}^N R_{FB} \cdot I_{F,k} \quad (9.3)$$

Siendo $I_{F,k}$ la corriente de fuga en el conmutador asociado a la entrada k . Otro hecho que fuerza a pensar que existen corrientes de fuga cuando la entrada está abierta es el siguiente: La línea C del convertor AD7545 podría interpretarse como la de un convertor en el que todas las entradas han sido destruidas excepto la correspondiente al tercer bit. De esta manera, se justificaría la presencia de 8 tramos en el gráfico, correspondiente a los intervalos $0 \rightarrow 511 \rightarrow 1023 \rightarrow \dots \rightarrow 4095$, en los que el tercer bit vale $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0 \rightarrow \dots \rightarrow 1$. Ahora bien, si un *switch* bloqueara completamente la corriente proveniente de un elemento de la red $R/2R$, la diferencia de salida entre dos tramos consecutivos de esta línea sería $V_{REF}/2^3 \approx 1.25 \text{ V}$. En realidad, el valor medido es más o menos la mitad ($\approx 0.6 \text{ V}$). Por tanto, es necesario que existan corrientes de fuga cuando la entrada es nula.

La inutilización de las entradas explica fácilmente por qué decrece el número relativo de bits. Dado que este parámetro estima la linealidad del convertor, es obvio que debe disminuir puesto que los convertidores irradiados ya no son en absoluto lineales.

Un punto que sería necesario aclarar es la causa de que, cuando $E_{OFF} \gg I$, $E_{OFF} \approx E_{GN}$. Para ello, debe realizarse un sencillo cálculo matemático. Tras manipular (4.121), se llegaría a la siguiente conclusión:

$$E_{GN} = \frac{V_{11..11}}{V_{LSB}} - (2^N - 1) - E_{OFF} \quad (9.4)$$

El valor $V_{11..11}$ apenas cambia durante la irradiación. Además, el valor inicial de E_{OFF} es prácticamente nulo. Por tanto:

$$E_{GN} \simeq E_{GN, TID=0} - E_{OFF} \quad (9.5)$$

$E_{GN, TID=0}$ es un valor situado en torno a 10-20 LSB. A medida que la irradiación se desarrolla, $E_{OFF} \gg E_{GN, TID=0}$ y, por tanto:

$$E_{GN} \simeq -E_{OFF} \quad (9.6)$$

Una vez aclarado la manera en que los parámetros eléctricos del conversor son afectados por la degradación de las entradas del conversor, hay que preguntarse qué mecanismo físico produce este comportamiento. Obviamente, estos mecanismos deben estar relacionados con la radiación ionizante y los transistores MOS. Como se vio en el capítulo 3, existen dos fenómenos que podían producir la destrucción de un circuito digital: El desplazamiento de la tensión umbral y el crecimiento de las corrientes de fuga por debajo de la tensión umbral. Con estos dos mecanismos, se explica con facilidad por qué se producen las corrientes de fuga y por qué se destruye el conversor. Curiosamente, la destrucción parcial de las entradas ha sido hallada también por otros autores en conversores D/A de naturaleza bipolar irradiados con rayos gamma [Bri02]. Sin embargo, fue necesario llegar hasta 1 MGy para observar este fenómeno. Esta dosis de radiación es más de 500 veces superior a la dosis residual recibida por cualquiera de los conversores, tanto bipolares como CMOS, mostrados en este capítulo.

Sin embargo, la teoría de la aparición de fugas y el desplazamiento de las tensiones umbral tiene un grave fallo. De acuerdo con fig. 4.52, los transistores NMOS que forman los dos canales del conmutador son similares. Por tanto, ambos transistores se degradarían de la misma manera y no sólo se esperarían fugas hacia la tierra virtual del amplificador operacional sino que también se producirían hacia la tierra real. Sorprendentemente, estas corrientes de fuga no aparecieron puesto que, en caso de que existiesen, se observaría una disminución del valor de $V_{11..11}$ a medida que progresa la irradiación, hecho que no fue constatado.

Por tanto, el mecanismo de degradación de un conversor de este tipo debe ser más complejo. Posiblemente, haya que tener también en cuenta la degradación de la etapa lógica, la mayor o menor distancia en el chip entre los transistores y el nudo de tierra virtual, etc. Desafortunadamente, no se disponen de datos precisos sobre los componentes.

9.3.3 Consumo en los conversores D/A en tecnología CMOS

En el segundo capítulo, se puso de manifiesto que una de las consecuencias de irradiar un componente CMOS con radiación ionizante es el incremento del consumo debido a la aparición de corrientes de fuga entre transistores por debajo del óxido de protección. En principio, este fenómeno puede aparecer también en los dispositivos bipolares aunque ya se vio que el consumo

de corriente descendía debido a la degradación de las fuentes internas. Sólo en algunos casos especiales, como las irradiaciones con rayos gamma hasta límites muy altos [Sha02] o en el caso de que los dispositivos de micropotencia, las corrientes de fuga tienen más importancia que la degradación de los espejos de corriente internos.

En los conversores CMOS, no existen amplificadores operacionales internos por lo que el único mecanismo presente es la creación de corrientes de fuga. Los componentes examinados tienen dos alimentaciones V_{REF} y V_L , así como dos posibles nudos de tierra (digital y analógica).

Al examinar la estructura interna del conversor, se aprecia que V_{REF} se limita a polarizar la red R/2R en escalera. Tras la irradiación, se observó que no se había producido ningún incremento en la corriente suministrada por esta tensión de alimentación. La causa es clara: Esta entrada está unida a una red de resistencias metálicas, en las que no existan zonas N en las que se puedan crear canales para las corrientes de fuga. Las únicas zonas de este tipo se encuentran más allá de las resistencias, en los conmutadores, y las fugas producidas en esta zona no pueden afectar para nada al consumo de corriente.

En cambio, la tensión de alimentación V_L está unida a un subcircuito lógico (fig. 4.52a), en el que sí es previsible la creación de corrientes de fuga que reviertan en un incremento del consumo. Antes de la irradiación, el consumo de corriente era 0 μA , como ocurre en general en todas las lógicas CMOS. Tras la irradiación, se midió en todos los conversores una corriente entre 0.5 y 1 μA , bastante pequeña pero, lo que es realmente importante, no nula.

CAPITULO 10

CONCLUSIONES

A lo largo de esta memoria, se ha presentado la evolución de los amplificadores operacionales al ser sometidos a neutrones rápidos y radiación gamma residual, en un ambiente que podrá asemejarse al que se espera en el LHC del CERN.

Para determinar con claridad cuáles son los efectos esperados en los amplificadores irradiados, fue necesario, en primer lugar, conocer cómo afecta la radiación a los diversos materiales empleados en la construcción de componentes electrónicos para, posteriormente, comprender cómo se degradan estos componentes sencillos que son la base de los circuitos integrados más complejos.

Ya que se han utilizado neutrones rápidos con energía en torno a 1 MeV, el mecanismo de degradación más importante es el daño por desplazamiento. Este tipo de daño tiene una serie de consecuencias en los componentes primarios que son bastante conocidas y que, indudablemente, conllevan una modificación de los parámetros externos de un amplificador operacional. Para establecer un nexo entre la degradación de los elementos sencillos y la de los dispositivos complejos, se adoptó en esta memoria la siguiente estrategia: En primer lugar, se estudiaron las topologías internas más populares en las diversas etapas de los amplificadores y, a partir de ellas, se buscó la relación entre los parámetros de los componentes sencillos y las no idealidades de un amplificador operacional. A continuación, se identificaron los parámetros susceptibles de ser degradados por la radiación y se dedujeron las consecuencias que tendrían en los amplificadores operacionales.

1. En este estudio teórico, se comprobó que la mayor parte de los parámetros externos de los amplificadores operacionales dependen de la ganancia en corriente de los transistores bipolares, bien directamente (corriente de polarización de la entrada, corriente en cortocircuito, etc.), o bien a través de las fuentes internas de corriente.
2. Para contrastar las predicciones teóricas con datos reales, se irradiaron muestras de gran variedad de modelos de amplificadores operacionales en una fuente de neutrones especialmente dedicada. Los resultados experimentales concordaban con

las predicciones teóricas realizadas previamente y confirmaron la evolución de ciertos parámetros muy conocidos e investigados por otros autores (Tensión de *offset*, corriente de polarización de entrada, ganancia en lazo abierto, comportamiento en frecuencia) y aportaron luz para el conocimiento de otros parámetros no tan profundamente investigados (Consumo, corriente en cortocircuito).

3. Asimismo, se han descubierto fenómenos hasta ahora ignorados, como la aparición de realimentación positiva, la relación entre el *slew rate* y la frecuencia de ganancia unidad y la dependencia creciente del valor de las fuentes de alimentación. Este último hecho fue justificado como un fenómeno de segundo orden, causado por la disminución de la tensión Early de los transistores bipolares. Por otra parte, se ha podido justificar la universalidad de estos fenómenos sin tener que estudiar cada amplificador operacional de forma individual.

El siguiente paso que se dio en esta investigación fue la extrapolación de los resultados obtenidos en los amplificadores operacionales a otros componentes más complejos en los que éstos se encontraran presentes. A diferencia del amplificador operacional, en el que fue necesario descender hasta el nivel del transistor para conocer la degradación, en estos elementos más complejos sólo se llegó hasta el nivel subcircuital. Se eligieron como muestras los amplificadores de instrumentación, las referencias de tensión y los conversores digital-analógicos y se describieron sus características y no idealidades en función de las características de los amplificadores operacionales internos.

4. Se observó en los amplificadores de instrumentación una evolución de la tensión de *offset*, de las corrientes de polarización, del consumo, de la ganancia diferencial y del comportamiento en frecuencia, hechos que son totalmente coherentes con las predicciones que se habían realizado en un estudio teórico previo.
5. Asimismo, se halló un fenómeno nuevo que es la saturación temprana en la tensión de salida, fenómeno relacionado con la incapacidad del amplificador de instrumentación de polarizar la red de realimentación interna. Este fenómeno está causado por la disminución de la corriente en cortocircuito.
6. La evolución de las referencias de tensión pudo ser explicada como una manifestación de la degradación del amplificador operacional interno, especialmente en las referencias de tensión tipo Zener enterrado, en las que el núcleo es muy tolerante a la radiación. Se pudieron explicar fenómenos observados por otros autores como la creciente influencia de las alimentaciones y se observaron otros fenómenos hasta ahora poco o nada estudiados: Reducción de la máxima corriente de salida, descenso en el consumo y modificación de la relación entrada-

salida. Todos estos fenómenos son explicables como una consecuencia de la degradación del amplificador operacional interno.

7. Resultados similares fueron observados en referencias de tensión tipo *band-gap* y XFET y que podrían tener el mismo origen que los observados en las referencias de tensión de diodo Zener enterrado. Sin embargo, en este caso los resultados no son tan concluyentes a causa de la sensibilidad del núcleo a la radiación (*band-gap*) y el desconocimiento de una parte de éste (XFET).
8. Los conversores D/A estudiados mostraron una degradación que, en muchos casos, pudo ser justificada como una consecuencia de la degradación de los amplificadores operacionales internos, tanto el asociado a la referencia como el que funciona como transconductor. Es particularmente interesante el caso de la referencia de tensión interna, que suele aparecer en todos los conversores de precisión. En este elemento, se observaron fenómenos muy semejantes a los observados en otras referencias discretas y que también podían ser causadas por la degradación del amplificador operacional. Otros hechos que pudieron ser explicados fueron la reducción del consumo, el empeoramiento del comportamiento en frecuencia y, sobre todo, la transformación de la relación entrada-salida de una recta a una línea quebrada en algunos conversores.
9. Por otra parte, se comprobó que los conversores tipo CMOS son especialmente sensibles a la radiación ionizante y que su degradación podía ser explicada si se acepta que aparecen corrientes de fuga en los conmutadores internos. En el caso de que estas corrientes de fuga fuese suficientemente grande, la tensión de entrada efectiva de cualquier *bit* sería 1.
10. Por último, hay que recordar que uno de los motivos para iniciar esta investigación era conocer cuáles eran los componentes comerciales más apropiados para ser utilizados en el LHC. A la luz de los resultados mostrados en los distintos capítulos, se concluyó que los componentes más interesantes fueron el amplificador operacional OPA627, el amplificador de instrumentación INA111 y el conversor D/A AD565 con OPA627 de apoyo. Estos componentes están siendo utilizados en el desarrollo del sistema de criogenia del LHC. Lamentablemente, los resultados no fueron tan satisfactorios en el caso de las referencias de tensión, tomándose finalmente la decisión de utilizar un regulador RADHARD especialmente diseñado para este propósito.

BIBLIOGRAFIA

El criterio para identificar referencias es el que sigue: En general, y salvo contadas excepciones, todo artículo, libro o cualquier otro texto de interés se nombra con las tres primeras letras del apellido del primer autor, seguido por dos cifras relacionadas con el año de publicación.

En algún caso, un mismo autor publicó dos trabajos el mismo año. En este caso, se añade una *b* como sexto carácter para identificar el segundo trabajo. Algunos trabajos no tienen un autor conocido (Protocolos de prueba, *application notes*, etc.). Se ha decidido utilizar el nombre del organismo editor, sea centro internacional o empresa privada, seguido por el año de publicación. Ejemplos de ello son [Atl00] y [Max00].

- [Ada00] L. Adams, “*Guidelines for the Use of Electronic Components in the Space Radiation Environment*”, Handbook of Spur Electron Ld, March 2000. Se distribuye en internet en la página web de la Agencia Espacial Europea, <http://www.estec.esa.nl/gpqwww/paso/padocs/refer/uecsre/handbook.htm>.
- [Ade00] P. Adell, R. D. Schrimpf, H. J. Barnaby, R. Marec, C. Chatry, P. Calvel, C. Barillot and O. Mion, “Analysis of Single-Event Transients in Analog Circuits”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, n° 6, vol. 47, pp. 2616-2623, December 2000.
- [Aga99] J. A. Agapito, F. M. Cardeira, J. Casas, A. Duarte, A. P. Fernandes, F. J. Franco, M. J. Gil, P. Gomes, I. C. Gonçalves, A. Hernández-Cachero, U. Jordung, M. A. Martín, J. G. Marques, A. Paz, A. J. G. Ramalho, M. A. Rodríguez Ruiz and J. P. Santos, “Preliminary test for radiation tolerant electronic components for the LHC cryogenic system”, *Proceedings of the 5th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, Snowmass, Colorado, USA, September 20-24, 1999.
- [AleAD] M. Alexander “Understanding and Preventing Latch-up in CMOS DACs”, *Application Note AN109 from Analog Devices*. Fecha desconocida.
- [All94] M. Allenspach et al., “Evaluation of SEGR threshold in power MosFets”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, n° 6, pp. 2160-2166, December 1994.
- [Ane00] G. Anelli “*Conception et caracterisation de circuits intégrés résistants aux radiations pour les detecteurs de particles du LHC en technologies CMOS submicroniques profondes*”, Tesis doctoral, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2000.

- [Ang00] F. Anghinolfi, "Radiation Hard Electronics", CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.
- [Atl00] ATLAS Standard Radiation Test Methods. Accesible en internet en la página <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/FRONTEND/radhard.htm>
- [Bak73] R. T. Baker, T. M. Flanagan and R. E. Leadon, "Photovoltaic effects in the ionization response of tantalum capacitors", *Journal of Applied Physics*, Vol. 44, n° 3, March 1973.
- [Bar01] H. J. Barnaby et al "Proton Radiation Response Mechanisms in Bipolar Analog Circuits" *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 2074-2080, December 2001.
- [Bar98] C. Barillot, O. Serres, R. Marec and P. Calvel, "Effects of reliability screening tests on bipolar integrated circuits during total dose irradiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 45, n° 6, pp. 2638-2643, December 1998.
- [Bei88] B. A. Beitman, "N-channel MOSFET breakdown characteristics and modelling for p-well technologies", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 35, n° 11, pp. 1935-1941, November 1988.
- [Boe76] H. E. Boesch Jr. and J. M. McGarrity, "Pre-irradiation biasing effects in tantalum capacitors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 20, n° 1, p. 129, February 1976.
- [Bon97] L. Bonora and J. P. David, "An Attempt to Define Conservative Conditions for Total Dose Evaluation of Bipolar ICs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 44, n° 6, pp. 1974-1980, December 1997.
- [Bor76] J. M. Borrego, R. J. Gutmann and S. Ashok, "Neutron Radiation Effects in Gold and Aluminium GaAs Schottky Diodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 23, n° 6, pp. 1671-1678, December 1976.
- [Bre93] J. R. Brews, M. Allenspach, D. R. Schrimpf, K. F. Galloway, J. L. Titus and C. Frank Wheatley, "A Conceptual model of Single-Event Gate Rupture in Power MOSFET's", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 40, n° 6, pp. 1959-1966, December 1993.
- [Bri02] C. Brisset, J. P. Le Gac, M. Robiollé, "Feasibility Study of a Hardened Pressure Sensor", *Proceedings of the 7th Workshop on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 151-154, Padova (Italy), September 2002.
- [Buc02] S. Buchner, D. McMorow, A. Sternberg, L. Massengill, R. L. Pease and M. Maher, "Single-Event Transient (SET) Characterization of an LM119 Voltage Comparator: An Approach to SET Model Validation Using a Pulsed Laser", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 49, n° 3, pp. 1502-1508, June 2002.
- [Car00] T. Carrière, R. Ecoffet and P. Poirot, "Evaluation of Accelerated Total Dose Testing of Linear Bipolar Circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n° 6, pp. 2350-2357, December 2000.
- [Car01] B. Carter, "Understanding Op Amp Parameters", *Application Note from Texas Instruments*, 2001.
- [Ces00] M. Ceschia, A. Paccagnella, S. Sandrin, G. Ghidini, J. Wyss, M. Lavale and O. Flament, "Low Field Leakage Current and Soft Breakdown in Ultra-Thin Gate

- Oxides after Heavy Ions, Electrons or X-ray Irradiation”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n° 3, pp. 566-573, June 2000.
- [Cha73] R. J. Chaffin, *Microwave Semiconductor Devices: Fundamentals and Radiation Effects*, New York Wiley, pp. 109-137, 1973.
- [Che00] W. K. Chen, *The VLSI Handbook*, CRC Press LLC, USA, 2000.
- [Chr97] D. Christiansen et al., *Electronics Engineers’ Handbook*, 4th Edition, McGraw-Hill, United States of America, 1997.
- [Cit95] M. Citterio, S. Rescia and V. Radeka, “Radiation Effects at Cryogenic Temperatures in Si-JFET, GaAs MESFET and MOSFET Devices”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 42, n° 6, pp. 2266-2270, December 1995.
- [Cit96] M. Citterio, J. Kierstead, S. Rescia and V. Radeka, “Radiation Effects on Si-JFET Devices for Front-End Electronics”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 43, n° 3, pp. 1576-1584, June 1996.
- [Cla95] S. D. Clark, J. P. Bings, M. C. Maber, M. K. Williams, D. R. Alexander and R. L. Pease, “Plastic packaging and burn-in effects on ionizing dose response in CMOS microcircuits”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 42, n° 6, pp. 1607-1614, December 1995.
- [Dar93] M. R. Darwish, M. A. Shibib, M. R. Pinto and J. L. Titus, “Single Event Rupture of Power DMOS Transistors”, *Proceedings of the Electron Devices Meeting*, pp. 671-674, Washington (USA), 5-8 December 1993.
- [Dem96] T. A. DeMassa, Z. Ciccone, *Digital Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, USA, 1996.
- [Den00] M. Dentan, “Radiation Effects on Electronics Components and Circuits”, CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.
- [Den02] R. Denz and F. Rodriguez-Mateos, “Radiation Tolerance of Components Used in the Protection System of LHC Superconducting Elements”, *Proceedings of the 7th Workshop on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 159-161, Padova (Italy), September 2002.
- [Dev02] Y. Deval, H. Lapuyade, P. Fouillat, H. Barnaby, F. Darracq, R. Briand, D. Lewis and R. D. Schrimpf, “Evaluation of a Design Methodology Dedicated to Dose-Rate-Hardened Linear Integrated Circuits”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, n° 3, pp. 1468-1473, June 2002.
- [Dod00] P.E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, D. S. Walsh, J.R.Schwank, G. L. Hash, R. A. Loemker, B. L. Draper and P. S. Winokur, “Single-Event Upset and Snapback in Silicon-on-Insulator Devices and Integrated Circuits”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n° 6, pp. 2165-2174, December 2000.
- [Dor99] D. Dorfan, T. Dubbs, A. A. Grillo, N. E. Ipe, S. Mao, W. Rowe, H. F.-W. Sadrozinski, A. Seiden, E. Spencer, S. Stromberg and R. Wichmann, “Measurements of Dose Rate Dependence of Radiation Induced Damage to the Current Gain in Bipolar Transistor”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 46, n° 6, pp. 1884-1890, December 1999.
- [Duf92] C. Dufour, P. Garnier, T. Carrière, J. Beaucour, R. Ecoffet and M. Labrunée, “Heavy Ion Induced Single Hard Errors on Submicronic Memories”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 39, n° 6, pp. 1693-1697, December 1992.

- [Enl91] Enlow et al., "Response of Advanced Bipolar Processes to Ionizing Radiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 38, n.º. 6, pp. 1342-1351, December 1991.
- [Fac00] F. Faccio, "COTS for LHC radiation environment: The rules of the game". *Proceedings of the 6th Workshop on Electronics for the LHC Experiments (LEB2000)*, Krakow, Poland, 2000, pp 50-63.
- [Fer01] A.C. Fernandes, I.C. Gonçalves, J.G. Marques, J. Santos, A.J.G. Ramalho, M. Osvay. "Mixed-field dosimetry of a fast neutron beam at the Portuguese Research Reactor for the irradiation of electronic circuits – measurements and calculations", *Proceedings of the 11th International Symposium. on Reactor Dosimetry*, Brussels, 19-23 Aug. 2002.
- [Fla96] O. Flament, J. L. Autran, P. Roche, J. L. Leray, O. Musseau, R. Truche and E. Orsier, "Enhanced Total Dose Damage in Junction Field Effect Transistors and Related Linear Integrated Circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, n.º 6, pp. 3060-3067, December 1996.
- [Fla98] O. Flament, C. Chabrierie, V. Ferlet-Cavrois, J. L. Leray, F. Faccio and P. Jarron, "A Methodology to Study Lateral Parasitic Transistors in CMOS Technologies", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 45, n.º. 3, pp. 1385-1389, June 1998.
- [For99] S. Forster, A. Hoffmann, J. P. Charles, S. E. Kerns, D. V Kerns Jr., M. De la Bardonnie and P. Mialhe, "Electrical and Optical Analysis of Low Fluence Fast Neutron Damage to JFETs", *Proceedings of the Fifth Workshop on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 508-510, Fontevraud (France), September 1999.
- [Gil00] K. Gill, "Radiation effects on electronics components and systems for the LHC", CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.
- [Giu01] F. Giustino, "*Radiation Effects on Semiconductor Devices. Study of the Enhanced Low Dose Rate Degradation*", Tesis doctoral, Instituto Politecnico di Torino, Marzo 2001.
- [Gor99] J. L. Gorelick, S. S. McClure and C. Swink, "Radiation evaluation of plastic encapsulated transistors and microcircuits for use in space applications", *Proceedings of the IEEE Radiation Effects Data Workshop*, Norfolk (USA), July, 12th-17th, 1999, pp. 102-106.
- [Gov84] J. E Gover and M. A. Rose, short course at the IEEE Nuclear Science and Radiation Effect Conference, Colorado Springs, CO, USA, 1984.
- [Gra95] P. R. Gray and R. G. Meyer, *Análisis y diseño de circuitos integrados analógicos*, 3^a edición, Prentice Hall Hispanoamericana, S. A, México, 1995. Versión en castellano de *Análisis and Design of Analog Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, Inc., 1993.
- [Gre97] E. W. Greeneich, *Analog Integrated Circuits*, Chapman & Hall, International Thomson Publishing, United States of America, 1997.
- [Guc01] D. Guckenberger, D. M. Hiemstra, "Simultaneous Cryogenic Temperature (77K) and Total Dose Ionizing Radiation Effects on COTS Amplifiers", *Proceedings of the IEEE Radiation Effects Data Workshop*, Vancouver (Canada), July 16th –20th, 2001, pp. 14-18.
- [Gun03] S. T. Gunaseelan, C. R. Selvakumar and D. Hiemstra, "Radiation Effects and Annealing Behaviour of Operational Amplifiers for Space Application", *Proceedings*

- of the IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering, 4-7 May 2003, Vol. 1, 303-306.
- [Hie97] D. M. Hiemstra, "Total Dose Performance of a Commercial off the Shelf Ultra-Low Noise Precision Bipolar Operational Amplifier", *Proceedings of the IEEE Radiation Effects Data Workshop, Snowmass Village (Colorado, USA), July 24th, 1997*, pp. 80-83
 - [Hie98] D. M. Hiemstra, "Dose rate and total dose dependence of the 1/f noise performance of an operational amplifier fabricated on a complimentary bipolar process on bondend wafer", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 42, n^o. 6, pp. 1615-1621, December 1995
 - [Hoh87] J. H. Hohl and K. F. Galloway, "Analytical model for Single Event Burn Out of Power Mosfet", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, pp. 1275-1280, 1987.
 - [Hor90] P. Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, 2nd Edition, Cambridge University Press, United States of America, 1990.
 - [Int96] "Recommended Test Procedures for Operational Amplifiers", *Application Note 551.1 from Intersil*. 1996.
 - [Jan88] B. K. Janousek, W. E. Yamada and W. L. Bloss, "Neutron Irradiation Effects in GaAs Junction Field Effect Transistors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 35, n^o 6, pp. 1480-1486, December 1988.
 - [Joh00] A. H. Johnston and T. F. Miyahira, "Characterization of Proton Damage in Light-Emitting Diodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n^o. 6, pp. 2500-2507, December 2000.
 - [Joh03] A. H. Johnston and S. M. Guertin, "The Effects of Space Radiation on Linear Integrated Circuits", *IEEE Aerospace Conference Proceedings, 18-25 March 2000, Big Sky (USA)*, Vol. 5, pp. 363-369.
 - [Joh76] A. H. Johnston, "Hand Analysis Techniques for Neutron Degradation of Operational Amplifiers", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 23, n^o. 6 pp. 1709-1714, December 1976.
 - [Joh84] A. H. Johnston, "Super-recovery of Total Dose Damage in MOS Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 31, n^o. 6 pp. 1487-1492, December 1984.
 - [Joh94] A. H. Johnston et al. "Total Dose Effects in Conventional Bipolar Transistors and Linear Integrated Circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, n^o. 6, pp. 2427-2436, December 1994.
 - [Joh96] A. H. Johnston "Characterization of Proton Damage in Light-Emitting Diodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n^o. 6, pp. 2500-2507, December 2000.
 - [Joh96b] A. H. Johnston et al. "Enhanced Damage in Bipolar Devices at Low Dose Rates: Effects at Very Low Dose Rates", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 43, n^o. 6, pp. 3049-3059, December 1996.
 - [Jun00] W. Jung "References and Low Dropout Regulators", *Technical Article from Analog Devices*.
 - [Ken00] R. Kenyon, "A quick guide to voltage references", *EDN*, p. 160-167, April 13, 2000 (www.ednmag.com).

- [Ker88] S.E. Kerns et al. "The design of radiation-hardened ICs for space: a compendium of approaches", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 76, n°. 11, pp. 1470-1509, November 1988.
- [Kit00] C. Kitchins, L. Counts, "A Designers Guide to Instrumentation Amplifiers", *Application Guide from Analog Devices, USA*, 2000.
- [Kog89] R. Koga and W. A. Kolasinski "Heavy Ion Induced Snapback in CMOS Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 36, n°. 6, pp. 2367-2374, December 1989.
- [Kog97] R. Koga, S. H. Penzin, K. B. Crawford, W. R. Crain, S. C. Moss, S. D. Pinkerton, S.D. LaLumondiere and M. C. Maher, "Single event upset (SEU) sensitivity dependence of linear integrated circuits (ICs) on bias conditions", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, pp. 2325-2332, December 1997.
- [Kor89] R. Korde, A. Ojha, R. Braasch, T. C. English "The Effect of Neutron Irradiation on Silicon Photodiodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 36, n°. 6, pp. 2169-2175, December 1989.
- [Kos93] S. L. Kosier et al. "Charge Separation for Bipolar Transistors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 40, n°. 6, pp. 1276-1285, December 1993.
- [Kub00] S. Kuboyama, T. Suzuki, T. Hirao and S. Matsuda, "Mechanism for Single-Event Burnout of Bipolar Transistor", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n°. 6, pp. 2634-2639, December 2000.
- [Kuo96] B. Kuo, *Sistemas de Control Automático. Séptima edición*, Prentice Hall Hispanoamericana, México, 1996.
- [Lee96] C. I. Lee, B. G. Rax and A. H. Johnston, "Total Dose Hardness Assurance Techniques for New Generation COTS Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 43, n° 6, pp. 3145-3150, December 1996.
- [Lee98] C. I. Lee and A. H. Johnston, "Comparison of Total Dose Effects on Micropower Op-amps: Bipolar and CMOS", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 45, n° 3, pp. 1444-1449, June 1996.
- [Lhc95] LHC Study Group, *The Large Hadron Collider. Conceptual Design*, CERN/AD/95-05(LHC), October 1995. Also known as "Yellow Book".
- [Lum00] G. K. Lum, H. O'Donnell and N. Boruta, "The Impact of Single Event Gate Rupture in Linear Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n°. 6, pp. 2373-2379, December 2000.
- [MA92] G C. Messenger and M. S. Ash, *The Effects of Radiation on Electronic Systems*, 2nd Edition, New York, Van Nostrand Reinhold, 1992.
- [MA97] G C. Messenger and M. S. Ash, *Single Event Phenomena*, International Thompson Publishing, U.S.A, 1997.
- [Mar04] J. G. Marques, A. C. Fernandes, I. C. Gonçalves and A. J. G. Ramalho, "Test Facility at the Portuguese Research Reactor for Irradiations with Fast Neutrons", *Proceedings of the Workshop on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS'04)*, Madrid (Spain), September 2004, pp. 263-265.
- [Mar89] P. W. Marshall, C. J. Dale, G. P. Summers, E. A. Wolicki and E. A. Burke, "Proton, Neutron and Electron-Induced Displacement Damage in Germanium", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 36, n°. 6, pp. 1882-1888, December 1989.

- [Mau00] P. C. Maulik, "Analysis of Leakage Current Induced Nonlinearity in Resistor-Ladder Based Data Converters", *IEEE Transactions on Circuits and Systems II - Analog and Digital Signal Processing*, Vol. 47, n° 2, February 2000.
- [Max00] "Understanding Voltage-Reference Topologies and Specifications", Tutorial from Maxim IC, December 2000.
- [Max00b] "ADC and DAC Glossary", Tutorial from Maxim IC, December 2000.
- [McI80] F. B. McLean, "A Framework for Understanding Radiation-Induced Interface States in SiO₂ MOS Structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 27, n° 6, pp. 1651-1657, December 1980.
- [McI94] F. B. McLean, J. M. McGarrity, C. J. Scozzie, C. W. Tipton and W. M. DeLancey, "Analysis of Neutron Damage in High-Temperature Silicon Carbide JFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 41, n° 6, pp. 1884-1894, December 1994.
- [Men00] M. Menichelli et al. "Total Dose Test of Commercial Off-The-Shelf Components To Be Used in Power Supply for Space Requirements", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n° 6, pp. 1879-1884, December 2000.
- [Mes92] G C. Messenger, "A Summary Review of Displacement Damage from High Energy Radiation in Silicon Semiconductors and Semiconductor Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 39, n° 3, pp. 468-473, June 1992.
- [Mes98] S.R. Messenger, R. J. Walters, M. A. Xapsos, G. P. Summers and E. A. Burke "Carrier Removal in p-type InP", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 45, n° 6, pp. 2857-2860, December 1998.
- [Mij96] Z. Mijanovic, R. Dragovic-Ivanovic, L. Stankovic, "R/2R⁺ Digital-Analog Converter (DAC)", *Proceedings of the IEEE Instrumentation & Measurement Technology Conference, Brussels, Belgium*, vol. 2, pp.1034-1039, June 4-6, 1996.
- [Mul86] R. S. Muller and T. I. Kamins, *Device Electronics for Integrated Circuits*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [Nea72] D. A. Neamen and W. W. Granneman, "Fast Neutron Effects on GaAsP Schottky Barrier Diodes and Hall Effect Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 19, pp. 215-219, December 1972.
- [Nea92] D. A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices*, Richar D. Irwin Inc, Boston, 1992.
- [Neu89] G. W. Neudeck, *The PN Junction Diode. Second Edition*. Addison Wesley Publishing, 1989.
- [Ns31] "Op Amp Circuit Collection", *Application note 31 from National Semiconductor*, February 1978.
- [Old87] T. R. Oldham et al. "Post irradiation effects in field oxide isolation structures" *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, n° 6, pp. 1184, December 1987.
- [Org99] G. Organtini, "Avalanche Photodiode for the CMS Electromagnetic Calorimeter", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 46, n° 3, pp. 243-249, June 1999.
- [Pal01] R. Palmer, "DC Parameters: Input Offset Voltage", *Application Note from Texas Instruments*, March 2001.
- [Pav87] P. V. Pavlov, A. F. Jojlov, *Física del Estado Sólido*, Bibfismat, 1987.

- [Pea00] R. L. Pease, J. Krieg, M. Gehlhausen, D. Platteter and J. Black, "Total Dose Induced Increase in Input Offset Voltage in JFET Operational Amplifiers", *Proceedings of the Fifth European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 569-572, 13-17 September, 2000.
- [Pea01] R. L. Pease, A. Sternberg, L. Massengill, R. Schrimpf, S. Buchner, M. Savage, J. Titus, and T. Turflinger, "Critical Charge for Single-Event Transients (SETs) in Bipolar Linear Circuits" *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, n° 6, pp. 1966-1973, December 2001.
- [Pey93] A. J. Peyton, V. Walsh, "Analog Electronic with Op Amps: a source book of practical circuits", Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1993.
- [Rag47] J. R. Ragazzini, R. H. Randall and F. A. Russell, "Analysis of Problems in Dynamics by Electronic Circuits", *Proceedings of IRE*, May 1947.
- [Ras00] M. H. Rashid, "Circuitos Microelectrónicos: Análisis y Diseño", International Thompson Editores, S. A., México, 2000.
- [Ras95] M. H. Rashid, "Electrónica de Potencia. Circuitos, Dispositivos y Aplicaciones", 2^{da} edición, Prentice Hall Hispanoamericana, México, 1995.
- [Rax97] B. G. Rax, C. I. Lee and A. H. Johnston, "Degradation of Precision Reference Devices in Space Environments", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 44, n° 6, pp. 1939-1944, December 1997.
- [Rax99] B. G. Rax, A. H. Johnston and T. Miyahira, "Displacement Damage in Bipolar Linear Integrated Circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, n° 6, pp. 1660-1665, December. 1985.
- [RD483] "RD48 3rd Status Rep. ", CERN, Geneva, Switzerland, CERN/LHCC 2000-009, Dec. 1999, <http://rd48.web.cern.ch/rd48/status-reports/RD48-3rd-status-report.pdf>.
- [RisAD] J. R. Riskin, "A user's guide to IC instrumentation amplifiers". *Application notes from Analog Devices*, 2000.
- [Ros82] B. H. Rose and C. E. Barnes, "Proton Damage Effects on Light Emitting Diodes", *Journal of Applied Physics*, Vol. 53, n° 3, p. 1772, 1982.
- [Sai00] F. Saigné, L. Dusseau, J. Fesquet, J. Gasiot, R. Ecoffet, R. D. Schrimpf, K. F. Galloway, "Experimental procedure to predict the competition between the degradation induced by irradiation and thermal annealing of oxide trapped charge in MOSFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, n° 6, pp. 2329-2333, December 2000.
- [Sai01] F. Saigne, L. Dusseau, J. Fesquet, J. Gasiot, R. Ecoffet, R. D. Schrimpf, K. F. Galloway, "Evaluation of MOS devices' total dose response using the isochronal annealing method", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, n° 6, pp. 2170-2173, December 2001.
- [Sau00] J. D. Saussine, D. Harmonic, E. Feuilloley and O. Feuillatre, "Components Off the Shelf for Nuclear Industry Environment greater than 100 kGy(Si)", *Proceedings of the Fifth European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 424-428, 13-17 September, 2000.
- [Sav01] M. V. Savage, T. Turflinger, J. W. Howard Jr. and S. Buchner, "A compendium of single event transient data", *Proceedings of the 2001 IEEE Radiation Effects Data Workshop*, pp. 134-141, Vancouver (Canada), July, 16th-20th, 2001.

- [Sco89] J. H. Scofield and T. P. Doerr, "Correlation Between Preirradiation 1/f Noise and Postirradiation Oxide Trapped Charge in MOS Transistors", *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol. 36, n° 6, pp. 1946-1953, December 1989.
- [Sex85] F. W. Sexton and J. R. Schwank, "Correlation of Radiation Effects in Transistors and Integrated Circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, n° 6, pp. 3975-3981, December 1985.
- [Sha02] R. E. Sharp and S. L. Pater, "High total dose effects on input bias current for COTS operational amplifiers", *Proceedings of the 7th Workshop on Radiation Effects on Components and Systems*, pp. 71-74, Padova (Italy), September 2002.
- [Sha90] M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank, D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, K. L. Hughes and F.W. Sexton, "Field Dependence on Interface-Trap Buildup in Polysilicon and Metal Gate MOS Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, n° 6, pp. 1632-1640, December 1990
- [Sha92] M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank, D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, K. L. Hughes G. L. Hash and M. P. Connors, "Interface-Trap Buildup Rates in Wet and Dry Oxides", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, n° 6, pp. 2244-2251, December 1992.
- [Sha96] A. K. Sharma, K. Sahu and S. Brashears "Total Ionizing Dose (TID) Evaluation Results of Low Dose Rate Testing for NASA Programs", *Proceedings of the IEEE Radiation Effects Data Workshop, Indian Wells (US)*, July, 19, 1996, pp. 13-18
- [Smi77] L. T. Smith, L. Apodaca, V. R. De Martino and J. W. Trew, "Charge loss and recovery characteristics of irradiated tantalum capacitors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 24, n° 6, p. 2230, December 1977.
- [Smi94] D. Smith, M. Koen, A. F. Witaliski, "Evolution of High-Speed operational architectures", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 29, n° 10, pp. 1166-1179, October 1994.
- [Soc85] S. Soclof, "*Analog Integrated Circuits*", Prentice-Hall Inc., Eaglewood Cliffs, NJ, USA, 1985.
- [Sro88] J. R. Srour and J. M. McGarrity "Radiation Effects on Microelectronics in Space", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 76, n° 11, pp. 1443-1469, Nov 1988.
- [Sta67] R. Stata, "User's guide to applying and measuring operational amplifiers specifications", *Application notes from Analog Devices*, March 1967.
- [Ste02] A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, Y. Boulghassoul, H. J. Barnaby, S. Buchner, R.L.Pease and J. W. Howard, "Effect of Amplifier Parameters on Single-Event Transients in an Inverting Operational Amplifier", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, n° 3, pp. 1496-1501, June 1992.
- [Sum87] G. P. Summers, E. A. Burke, C. J. Dale, E. A. Wolicki, P. W. Marshall and M.A. Gehlhausen, "Correlation of Particle Induced Displacement Damage in Silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 34, pp. 1134-1139, December 1987.
- [Sum88] G. P. Summers, E. A. Burke, M. A. Xapsos, C. J. Dale, P. W. Marshall and E. L. Petersen, "Displacement Damage in GaAs structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 35, n° 6, pp. 1121-1226, December 1988.
- [Sum93] G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger and R. J. Walters, "Damage Correlations in Semiconductors Exposed to Gamma, Electron and Proton

- Radiations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 40, n° 6, pp. 1372-1379, December 1993.
- [Sum94] G. P. Summers, R. J. Walters, M. A. Xapsos, E. A. Burke, S. R. Messenger, P. Shapiro and R. L. Statler, ”A new approach to damage prediction for solar cells exposed to different radiations”, *Proceedings of IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, vol. 2, pp. 2068-2075, December 1994, Waikoloa, HI, USA.
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley & Sons, Inc. U.S.A, 1981.
- [Sze85] S. M. Sze, *Semiconductor Devices. Physics and Technology*, John Wiley & Sons, Inc. U. S. A., 1985.
- [Tit91] J. L. Titus, G. H. Johnson, R. D. Schrimpf and K. F. Galloway, ”Single event burnout of power bipolar junction transistors”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 38, n° 6, pp. 1315-1322, December 1992.
- [Tob71] G. E. Tobey, J. G. Graeme and L. P. Huelsman, *Operational Amplifiers. Design and Applications*, McGraw Hill Book Company & Burr-Brown Research Corporation, United States of America, 1971.
- [Tya91] M. S. Tyagi, *Introduction to Semiconductor Materials and Devices*, John Wiley & Sons, Inc, Singapore, 1991.
- [Wal99] J .J. Wall, R. E. Sharp and L. Pater, ”The effects of space radiation and burn-in on plastic encapsulated semiconductors”, *Proceedings of the IEEE Radiation Effects Data Workshop, Norfolk (US), July, 12th-17th, 1999*, pp. 96-101.
- [Was86] A. E. Wasckiewicz, J. W. Groninger, V. H. Strahan and D. M. Long, ”Burnout of power MOS transistors with heavy ions of californium-252”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 33, n° 6, pp. 1710-1713, December 1986.
- [Whe94] C. F. Wheatley, J. L. Titus and D. I. Burton, ”Single Event Gate Rupture in vertical power MosFets, an original empirical expression”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, n° 6, pp. 2152-2160, December 1994.
- [Win79] P. S. Winokur, H. E. Boesch, J. M. McGarrity and F. B. McLean, ”Two-Stage Process for Buildup of Radiation Induced Interface States”, *Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 3492, 1979.
- [Win99] P. S. Winokur, G. K. Lum, M. R. Shaneyfelt, F. W. Sexton, G. L. Hash and L. Scott, ”Use of COTS Microelectronics in Radiation Environments”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 46, n°6, pp. 1494-1503, December 1999.
- [Wro00] F. Wrobel, J.-M. Palau, M. C. Calvet, O. Bersillon, and H. Duarte, ”Incidence of Multi-Particle Events on Soft Error Rates Caused by n-Si Nuclear Reactions”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, n°6, pp. 2580-2585, December 2000.
- [Yu69] A. Y. C. Yu and E. H. Snow, ”Radiation Effects on Silicon Schottky Barriers”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 16, pp. 220-226, December 1969.
- [Zai66] K. H. Zaininger, ”Irradiation of MIS Capacitors with High Energy Electrons”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 13, pp. 237-247, December 1966.
- [Zul88] R. Zuleeg, ”Radiation Effects in GaAs FET Devices”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 77, n° 3, pp. 389-406, March 1999.

PUBLICACIONES RELACIONADAS

A continuación se enumeran las publicaciones existentes en las que ha participado el autor de la presente memoria.

1999

- J.A. Agapito, F. M. Cardeira, J. Casas, A. Duarte, A.P. Fernandes, F. J. Franco, M.J. Gil, P. Gomes, I. C. Gonçalves, A. Hernández Cachero, U. Jordung, M. A. Martín, J. G. Marques, A. Paz, A.J.G. Ramalho, M. A. Rodríguez Ruiz and J.P. Santos “Preliminary test for radiation tolerant electronic components for the LHC cryogenic system”, *Proceedings of the 5th Workshop on Electronics for LHC experiments (LEB99)*, pp. 475-479, Snowmass (Colorado), September 1999.
ISSN- 007-8328 ISBN 92-9083-147-2

2000

- J.A. Agapito, N.P. Barradas, F.M. Cardeira , J. Casas , A.P. Fernandes , F. J. Franco, P. Gomes, I.C. Goncalves , A.H. Cachero , J. Lozano, M.A. Martin, J.G. Marques, A. Paz, M.J. Prata, A.J.G. Ramalho, M.A. Rodriguez Ruiz, J.P. Santos and A. Vieira “Instrumentation Amplifiers and Voltage Controlled Current Sources for LHC cryogenic Instrumentation” *Proceedings of the 6th Workshop on Electronics for LHC experiments (LEB00)*, pp. 275-280, Krakow (Poland), September 2000.
ISSN- 007-8328 ISBN 92-9083-172-3

2001

- J. A. Agapito, N. P. Barradas, F. M. Cardeira, J. Casas, A. P. Fernandes, F. J. Franco, P. Gomes, I. C. Goncalves, A. H. Cachero, J. Lozano, J. G. Marques, A. Paz, M. J. Prata, A. J. G. Ramalho, M. A. Rodríguez Ruiz, J. P. Santos and A. Vieira. “Radiation Tests on Commercial Instrumentation Amplifiers, Analog Switches & DAC's” *Proceedings of the 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments (LEB01)*, pp. 113-118, Stockholm (Sweden), September 2001.
ISSN- 007-8328 ISBN 92-9083-188-0
- F. J. Franco, J. P. Santos, A. H. Cachero, J. Lozano, M. A. Martín, A. Paz y J. A. Agapito “Diode Analysis under Neutron Radiation” *Actas de la Conferencia de Dispositivos Electrónicos, Granada, (CDE01,) febrero 2001.*
GR-133/2001

- F. J. Franco, J. P. Santos, A. H. Cachero, J. Lozano, M. A. Martín, A. Paz y J. A. Agapito “Test Result for Some Operational Amplifiers Subjected to Neutron Radiation” *Actas de la Conferencia de Dispositivos Electrónicos (CDE01)*, Granada, febrero 2001. GR-133/2001
- J. Lozano Rogado, F. J. Franco Peláez, A. Paz López, J. P. Santos Blanco, J. A. Agapito Serrano “Sistema de Control y Medida de Componentes Electrónicos sometidos a Radiación de Neutrones” *Actas de las XXII Jornadas de Automática*, Universidad Autónoma de Barcelona, September 2001. ISBN: 84-699-4593-9

2002

- J. Lozano Rogado, F. J. Franco Peláez, J.A. Agapito Serrano, J.P. Santos Blanco “Instrumentation system for test of electronic components subjected to neutron radiation” *Actas del Seminario Anual de Automática, Electrónica Industrial e Instrumentación, SAAEI’02*, Alcalá de Henares, September 2002
- F. J. Franco, J. Lozano, J.P. Santos and J. A. Agapito “Degradation of Different Families of Instrumentation Amplifiers due to the Not Ionizing Energy Loss Damage” *Proceedings of the Workshop on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS’02)*, pp. 155-158, Padova (Italy), September 2002

2003

- F. J. Franco, J. Lozano and J. A. Agapito “The Selection of a Radiation-Tolerant DAC for the LHC (Part I: Bipolar Technology)”, *Actas de Conferencia de Dispositivos Electrónicos (CDE03)*, Calella, febrero 2003. ISBN 84-607-6771-X
- F. J. Franco, J. Lozano and J. A. Agapito “The Selection of a Radiation-Tolerant DAC for the LHC (Part II: CMOS Technology)”, *Actas de Conferencia de Dispositivos Electrónicos (CDE03)*, Calella, febrero 2003. ISBN 84-607-6771-X
- F. J. Franco, J. Lozano and J. A. Agapito “Radiation Effects on CMOS R/2R Ladder Digital-to-Analog Converters” *Proceedings of the 7th European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS’03)*, Noordwijk aan Zee (Netherlands), September 2003. En prensa
- J. A. Agapito, J. Casas-Cubillos, F. J. Franco, B. Palan, and M. A. Rodriguez Ruiz “Rad-tol Field Electronics for the LHC Cryogenic System” *Proceedings of the 7th European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS’03)*, Noordwijk aan Zee (Netherlands), September 2003. En prensa
- F. J. Franco, J. Lozano, J. P. Santos and J. A. Agapito “Degradation of instrumentation amplifiers due to the nonionizing energy loss damage” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n°. 6, pp. 2433-2440, December 2003. ISSN: 0018-9499/03

2004

- F. J. Franco, Y. Zong, J. A. Agapito, J. Casas-Cubillos and M.A. Rodríguez-Ruiz “Evolution of Lowest Supply Voltage and Hysteresis Phenomena in Irradiated Analog CMOS Switches” *IEEE Radiation Data Workshop Records, Atlanta (USA), pp. 91-95, 19-23 July, 2004.*
ISSN: 0-7803-8697-3
- F. J. Franco, J. A. Agapito, J. Casas-Cubillos, M. A. Rodríguez-Ruiz and Y. Zong “Neutron Effects on Short Circuit Currents of Bipolar Op Amps and Consequences” *Proceedings of the Workshop on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS'04), Madrid (Spain), September 2004. En prensa.*
- Y. Zong, F. J. Franco and J. A. Agapito “Using Optimization Techniques to Characterize Irradiated CMOS Switches” *Proceedings of the Workshop on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS'04), Madrid (Spain), September 2004. En prensa.*
- J. A. Agapito, J. Casas-Cubillos, A. Fernandes, F. J. Franco, I. Goncalves, A. Hernández Cachero, J. Marques, M.A. Rodríguez-Ruiz and Y. Zong, “Rad-Tol Pt-100 Isolation Amplifiers for the LHC Cryogenic System”, *Proceedings of the 10th Workshop on Electronics for LHC Experiments & Future Experiments, Boston (USA), 13-17 September 2004. En prensa.*